

# Entwicklung spektraler Messmethoden für Doppler-Lidar

**Dissertation**

zur

Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Rostock

**vorgelegt von**

Jan Froh

Rostock, 2021

**Gutachter:**

Prof. Dr. Franz-Josef Lübken, Universität Rostock

Prof. Dr. Karl-Heinz Meiwes-Broer, Universität Rostock

**Datum der Einreichung:** 16.07.2021

**Datum der Verteidigung:** 12.11.2021

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Spektrale Aspekte bei Lidarmessungen der mittleren Atmosphäre</b>	<b>4</b>
2.1	Spektrale Eigenschaften verschiedener Streuprozesse . . . . .	7
2.2	Spektrale Eigenschaften verschiedener Laser . . . . .	9
2.3	Spektrale und technische Vor- und Nachteile verschiedener Filtertypen . . . .	11
2.3.1	Atomare Absorptionsfilter . . . . .	12
2.3.2	Faraday-Filter . . . . .	12
2.3.3	Fabry-Perot-Etalon . . . . .	13
2.3.4	Interferenzfilter . . . . .	14
2.3.5	Vergleich und spektrale Form der Filter . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Theoretische Vorbetrachtung</b>	<b>17</b>
3.1	Kantenfiltertechniken zur Wind- und Temperaturbestimmung . . . . .	17
3.2	Reduzierung der spektralen Breite und Scannen der Frequenz . . . . .	23
3.3	Optische Trennung des Mie- und Rayleigh-Signals . . . . .	26
3.3.1	Darstellung der Methode . . . . .	26
3.3.2	Anforderungen an die spektrale Breite der Filter und des Lasers . . .	28
3.3.3	Bestimmen der Signalanteile durch Scannen der Laserfrequenz . . . .	32
3.4	Filterkombinationen zur Blockung des solaren Untergrundes . . . . .	35
3.4.1	Erforderliche Blockung . . . . .	37
3.4.2	Filterkombinationen . . . . .	38
3.4.3	Weitere Aspekte zum solaren Untergrund . . . . .	41
3.5	Signalstärke des neuen Lidars . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Das neue kompakte Lidar</b>	<b>45</b>
4.1	Universelle Plattform für Netzwerklidars . . . . .	45
4.2	Optischer Aufbau und Messverfahren . . . . .	49
4.2.1	Neuartiger dioden-gepumpter Alexandrit-Laser . . . . .	54
4.2.2	Teleskop . . . . .	57
4.2.3	Nachweisbank . . . . .	59
4.3	Filter- und Laserstabilisierung . . . . .	61
4.3.1	Dopplerfreie Spektroskopie als Wellenlängenreferenz . . . . .	61
4.3.2	Korrektur der Frequenzachse mittels Glasfaserresonator . . . . .	64
4.3.3	Stabilisierung des Seeder-Lasers . . . . .	66
4.3.4	Stabilisierung der Etalon-Filter . . . . .	68
4.3.5	Stabilisierung des Alexandrit-Lasers . . . . .	72
4.4	Wind- und Temperaturbestimmung . . . . .	76
4.5	Fehlerabschätzung für die Wind- und Temperaturbestimmung . . . . .	78
4.6	Alternative Laserquelle für die Stratosphäre . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Erste Atmosphärenmessungen mit dem schmalbandigen Mie-Kanal</b>	<b>84</b>
5.1	Messungen mit dem Alexandrit-Laser . . . . .	84
5.1.1	Spektrale Charakterisierung am schmalbandigen Mie-Kanal . . . . .	86
5.1.2	Windbestimmung . . . . .	87

5.1.3	Bestimmung des Mie- und Rayleigh-Anteils und Korrektur des Rayleigh-Kanals . . . . .	89
5.2	Messungen mit dem Tapered Amplifier . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>94</b>
<b>A</b>	<b>Transmission eines Etalon-Filters</b>	<b>101</b>
A.1	Etalon mit Verlusten . . . . .	101
A.2	Transmission für verschiedene Pulsformen . . . . .	102
<b>B</b>	<b>Hyperfeinstruktur verschiedener Kalium-Isotope</b>	<b>103</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>105</b>



# 1 Einleitung

In der mittleren Atmosphäre im Höhenbereich zwischen 10-100 km finden viele physikalische und chemische Prozesse statt, welche von besonderem wissenschaftlichen Interesse sind. Dieser Höhenbereich ist aber messtechnisch nur schwer zugänglich. Einige Phänomene sind daher bisher unzureichend verstanden. Neuartige, leistungsfähigere Messmethoden sind die Grundvoraussetzung für die Verbesserung von Atmosphärenmodellen und einer langfristigen Beobachtung der mittleren Atmosphäre. Neben der Grundlagenforschung hat dies weitere hohe gesellschaftliche Bedeutung, gerade im Bezug auf ein besseres Verständnis des Klimawandels oder verbesserte mittelfristige Wettervorhersagen. Die einzelnen Schichten der Atmosphäre sind miteinander gekoppelt und beeinflussen sich gegenseitig über kleine und große räumliche sowie zeitliche Skalen. Ein besonderes Interesse besteht im Verständnis dieser Kopplungen, welche anhand der thermischen und dynamischen Struktur der mittleren Atmosphäre verstanden werden können. Zentrale Themen sind dabei neben der Erzeugung und Ausbreitung von atmosphärischen Wellen, welche Energie und Impuls übertragen, auch der Transport und die Durchmischung von Spurengasen. Eine große Bedeutung haben zudem Aerosole aufgrund des großen Einflusses auf den Strahlungshaushalt und das Klima. Diese können außerdem als Tracer für kleinskalige dynamische Prozesse herangezogen werden. Aerosole treten hierbei nicht nur in der Troposphäre (bis etwa 10 km) auf, sondern sind auch in der Stratosphäre ( $\approx 10 - 50$  km) durch z.B. starke Vulkanausbrüche oder Buschbrände anzutreffen. Des Weiteren bilden sich in der Mesosphäre ( $\approx 50 - 80$  km) mit Temperaturen von unter 130 K Eisteilchen in etwa 85 km Höhe, wo sie als „Leuchtende Nachtwolken“ (NLC<sup>1</sup>) in Erscheinung treten. Gerade die Häufigkeit und Sichtbarkeit der NLCs sind wichtige Indikatoren bei der Beurteilung langfristiger Änderungen der mittleren Atmosphäre. Diese Änderungen können hier außerdem deutlich stärker ausgeprägt sein als in der Troposphäre. Von Bedeutung ist deshalb auch das Verständnis der Zusammensetzung und Bildung der Eisteilchen. Eine wichtige Rolle spielen dabei Meteorstaubteilchen (MSP<sup>2</sup>), an denen z.B. der Nukleationsprozess der NLC-Eisteilchen stattfinden kann. Beim Eintritt in die Erdatmosphäre kommt es zum Verdampfen der Meteoriten und somit zur Bildung von Schichten aus Metallatomen in der Mesosphäre. Bei der Untersuchung der Atmosphäre und zum Verständnis der vielfältigen physikalischen und chemischen Vorgänge sind daher neben der Wind- und Temperaturverteilung auch die Teilchendichte verschiedener atmosphärischer Konstituenten, wie die der Spurengase, Aerosole, Metallatome, aber auch die Größe, Form und Zusammensetzung der Aerosole wichtig. Diese Vielzahl an Messgrößen, die darüber hinaus mit hohen räumlichen und zeitlichen Auflösungen benötigt werden, sind in diesem Höhenbereich nur schwer zugänglich. Lidars (light detection and ranging) sind seit einigen Jahrzehnten fester Bestandteil bei der Untersuchung der Atmosphäre in allen Höhenbereichen und zeichnen sich durch ihre vielseitigen Einsatzmöglichkeiten aus. Mit Hilfe verschiedener Lidartechniken ist dies z.B. anhand der Streuung an Luftmolekülen (Rayleigh, Raman), an Aerosolen (Mie) sowie der Resonanzfluoreszenz an Atomen der Metallschichten möglich. Andere Messinstrumente wie Radar, Radiosonden oder Raketen werden ebenfalls zur Untersuchung der mittleren Atmosphäre eingesetzt, weisen aber gerade hier räumliche und zeitliche Limitierungen auf. Deren Einsatz ist deshalb für die kontinuierliche Untersuchung von klein- bis großskaligen Prozessen nur begrenzt möglich. So erlauben Wetterballons bzw. Radiosonden und Raketen zwar genaue In-Situ-Messungen, sind aber

---

<sup>1</sup>engl.: noctilucent clouds

<sup>2</sup>engl.: meteor smoke particle

---

zeitlich begrenzt und dadurch für kontinuierliche Messungen zu aufwendig. Zudem sind Wetterballons auf Höhen unterhalb von etwa  $< 35$  km begrenzt. Gegenüber der Unabhängigkeit von der Bewölkung ist ein großer Vorteil von Radar-Messungen gegenüber Lidars. Andererseits ist hier der Höhenbereich eingeschränkt. Lidars erlauben dagegen als bodengebundene aber auch als flugzeug-, ballon- oder satellitengetragene Instrumente die Fernerkundung in allen Schichten der Atmosphäre mit einer Vielzahl an relevanten Parametern. Die hohe zeitliche und räumliche Auflösung in vertikaler sowie in horizontaler Richtung ermöglicht hierbei die Untersuchung von klein- bis großskaligen Prozessen. Einige Skalenbereiche werden bisher aber unzureichend erfasst.

Um diese Lücke zu schließen, verfolgt das IAP mit VAHCOLI (Vertical And Horizontal Coverage by Lidar) ein neuartiges Konzept bei der Untersuchung der mittleren Atmosphäre. Ein Verbund aus mehreren verteilten, kompakten Lidars wird zukünftig einen 4-dimensionalen (drei räumliche Dimensionen + Zeit) Zugang zur Untersuchung der Atmosphäre ermöglichen. Eine Vielzahl an Sichtfeldern, auch gekippte, erlauben bei gleichzeitig hoher zeitlicher, vertikaler sowie horizontaler Auflösung über den gesamten Höhenbereich der mittleren Atmosphäre eine detaillierte Untersuchung verschiedener klein- und großskaliger Phänomene. Eine ausführliche Beschreibung des neuen Konzeptes und insbesondere die Bedeutung für verschiedene geophysikalische Fragestellungen sind dazu in [73] zu finden. Die zeitabhängige dreidimensionale Untersuchung der Atmosphäre mit weit entfernten Lidars sowie Messungen bei Tag und Nacht werden ein besseres Verständnis insbesondere von dynamischen Prozessen wie Schwerewellen und geschichtete Turbulenzen liefern. VAHCOLI erlaubt die Untersuchung von Schwerewellen mit kleinen horizontalen und vertikalen Wellenlängen sowie kurzen Perioden, welche für Satelliten nicht zugänglich sind. Atmosphärische Prozesse werden mit VAHCOLI auf verschiedenen räumlichen und zeitlichen Skalen untersucht, was eine bessere Untersuchung insbesondere der Energie-Übertragung von großen zu kleinen Skalen ermöglichen wird. Für das VAHCOLI-Konzept wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kompakter Lidar-Prototyp ( $\approx 1 \text{ m}^3$ ) entwickelt. Zum Einsatz kommt hier ein neuartiger messtechnischer Ansatz, bei dem ein breites Spektrum des gestreuten Signals zeitlich und spektral hochaufgelöst untersucht wird. Gegenüber herkömmlichen Lidars, die nur eine oder wenige feste Frequenzen analysieren, bietet dieser universellere Ansatz mehr Informationen und andere Möglichkeiten bei der Untersuchung der Atmosphäre. Das System erlaubt einerseits eine genaue Wind- und Temperaturbestimmung der gesamten mittleren Atmosphäre anhand der Streuung an Luftmolekülen (Rayleigh) und Aerosolen (Mie) sowie der Resonanzfluoreszenz an Kalium. Andererseits ermöglicht es auch eine genaue Untersuchung der verschiedenen Signalanteile anhand der unterschiedlichen Dopplerbreiten sowie eine deutlich erhöhte Sichtbarkeit von Aerosolen. Auf Basis dieses Lidars werden zukünftig im Rahmen von VAHCOLI die Kopplung der atmosphärischen Schichten, insbesondere Wellen mit unterschiedlichen Skalen sowie verschiedene Konstituenten wie Aerosole (NLC, PSC<sup>3</sup>) und Metalle genauer untersucht werden.

Die Kompaktheit der Systeme, der universelle spektrale Ansatz und insbesondere ein speziell für VAHCOLI entwickelter neuartiger Alexandrit-Laser [107] werden zukünftig die Entwicklungen auch in anderen Bereichen vorantreiben. Alexandrit-Laser weisen gegenüber sonst typischen Lasern wie Nd:YAG eine weite Durchstimmbarkeit der Wellenlänge, eine geringere Linienbreite sowie eine höhere Effizienz auf. Deshalb sind sie ideal geeignet für zukünftige Weltraum-Missionen. Das in dieser Arbeit vorgestellte neue Verfahren zeichnet sich durch eine höhere Empfindlichkeit für Aerosole aus und erlaubt außerdem Doppler-Windmessungen

---

<sup>3</sup>engl.: polar stratospheric clouds

anhand von Aerosolen mit geringerer Signalstärke als vergleichbare Verfahren. Daher sind sowohl der Alexandrit-Laser als auch das spektrale Verfahren für Nachfolge-Missionen des Erdforschungssatelliten Aeolus (ESA) von großem Interesse. Weitere vielfältige Anwendungsmöglichkeiten bestehen neben Satellitenmessungen und der Überwachung der Atmosphäre zur Verbesserung der Wettervorhersage und Klimamodellen, aber auch in anderen Bereichen wie der Magnetometrie in der Mesosphäre, der Astronomie (Laser Guide Stars) und dem Weltraumwetter (Thermosphäre).

Ziel der Arbeit war die Entwicklung neuer spektraler Messmethoden für Doppler-Lidar, die es im Rahmen von VAHCOLI ermöglichen, unterschiedliche atmosphärische Parameter sehr genau zu untersuchen, bei gleichzeitiger Reduzierung der Komplexität des Systems. Die Schmalbandigkeit des Lasers und Filters sowie die spektrale Messmethode sind einzigartig und erlauben neue Ansätze bei der Untersuchung der mittleren Atmosphäre und darüber hinaus. Die Arbeit gliedert sich folgendermaßen: In Kapitel 2 werden zunächst wichtige Grundlagen vermittelt, insbesondere verschiedene spektrale Aspekte bei der Untersuchung der mittleren Atmosphäre mittels Lidar. In Kapitel 3 folgt eine Beschreibung des spektralen Ansatzes und die resultierenden neuen Möglichkeiten besonders in Bezug auf die Windbestimmung und Tageslichtfähigkeit des Systems. In Kapitel 4 wird anschließend der experimentelle Aufbau des neuen Lidars vorgestellt und auf die speziellen spektralen Komponenten und die Realisierung der universellen Messmethode eingegangen. In Kapitel 5 werden dann erste Atmosphärenmessungen des neuen Lidars vorgestellt.

## 2 Spektrale Aspekte bei Lidarmessungen der mittleren Atmosphäre

In diesem Kapitel werden die spektralen Eigenschaften von verschiedenen Streuprozessen, Lasern und Filtern betrachtet. Deren Betrachtung ist für das spektrale Verfahren des neuen Lidars von wesentlicher Bedeutung, denn sie limitieren die Lidar-Messungen in ihrer Genauigkeit, Sensitivität, Effizienz, aber auch die Kompaktheit, Robustheit und den Wartungsaufwand des gesamten Systems. Hierzu wird auch auf Vor- und Nachteile verschiedener Filtertypen eingegangen.

Lidars nutzen die Streuung von Laserlicht an unterschiedlichen Bestandteilen der Atmosphäre. Für Lidarmessungen in der mittleren Atmosphäre werden gepulste Laser verwendet, um ein ausreichendes Signal mit hohem Signal-Untergrund-Verhältnis zu erzielen. Die höhenabhängige Charakterisierung der Atmosphäre erfolgt hierbei aus der Laufzeit der Pulse. Das in der Atmosphäre gestreute Licht wird dazu über Teleskope gesammelt und detektiert. Eine genaue spektrale Untersuchung des gestreuten Lichts erlaubt dabei u.a. eine sehr genaue Wind- und Temperaturbestimmung der Atmosphäre anhand der spektralen Verschiebung und Verbreiterung durch den Doppler-Effekt. In dieser Arbeit wird der Höhenbereich von der oberen Troposphäre bis zur unteren Thermosphäre untersucht. In Abbildung 2.1 sind hierzu Temperatur- und Windprofile für die polare Region im Sommer und Winter mit typischen Temperaturen von unter 130 K bis über 300 K und Windgeschwindigkeiten von wenigen cm/s bis über 50 m/s dargestellt. Neben den Wind- und Temperaturmessungen sind mittels Lidar aber auch Aussagen über Anzahl, Form und Zusammensetzung der Teilchen über weite Höhenbereiche möglich. Die Signalstärke wird durch verschiedene wellenlängenabhängige physikalische und atmosphärische Parameter wie dem Rückstreukoeffizienten (Gl. 2.2) oder der Transmission der Atmosphäre beeinflusst sowie vom Lidar selbst durch z.B. der Teleskopfläche oder Detektoreffizienz. Das Signal aus einem Höhenbereich  $\delta z$  in einer Höhe  $z$  kann hierbei mit Hilfe der Lidar-Gleichung (Gl. 2.1) beschrieben werden. Für elastische Streuung (Rayleigh, Mie) bei der Wellenlänge  $\lambda$  gilt:

$$I(\lambda, z) = I_0(\lambda) \cdot \beta(\lambda, z) \cdot \eta(\lambda) \cdot T^2(\lambda, z) \cdot \delta z \cdot \frac{A}{z^2} \cdot o(z) + U \quad (2.1)$$

Mit:

$I_0(\lambda)$	Intensität des Laserpulses
$\beta(\lambda, z)$	totaler Volumenrückstreukoeffizient
$\eta(\lambda)$	Systemeffizienz (Detektoreffizienz, Verluste der Optiken, ...)
$T(\lambda, z)$	Transmission der Atmosphäre
$A$	Teleskopfläche
$o$	Überlappung zwischen Laser und Teleskopsichtfeld
$U$	Untergrund (solare Photonen, Detektorrauschen, ...)

In den verschiedenen Höhen kommt es zur Streuung an unterschiedlichen Teilchen. Der Rückstreukoeffizient  $\beta$  kann hierzu mit

$$\beta(\lambda) = n \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{180^\circ} \quad (2.2)$$

## 2 SPEKTRALE ASPEKTE BEI LIDARMESSUNGEN DER MITTLEREN ATMOSPHÄRE

über die Teilchendichte der Streupartikel  $n$  und den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{180^\circ}$  in Rückwärtsrichtung beschrieben werden. Eine Übersicht verschiedener Streuprozesse ist in Tabelle 1 und der dazugehörige Höhenbereich in Abbildung 2.1 dargestellt. Neben der Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen kommt es zur Mie-Streuung an Aerosolen wie z.B. an stratosphärischen Aerosolen und Wolken. Eine weitere Möglichkeit zur Untersuchung der Atmosphäre bietet die Resonanz-Streuung bzw. -Fluoreszenz an z.B. freien Atomen wie Kalium, Eisen oder Natrium, welche durch Meteorite in die Mesosphäre eingetragen werden und in ca. 80 – 100 km Höhe Metallschichten bilden. Dabei erstreckt sich die Metallschicht mit stark reduzierter Dichte bis weit in die Thermosphäre, so dass auch dieser Höhenbereich zugänglich ist.

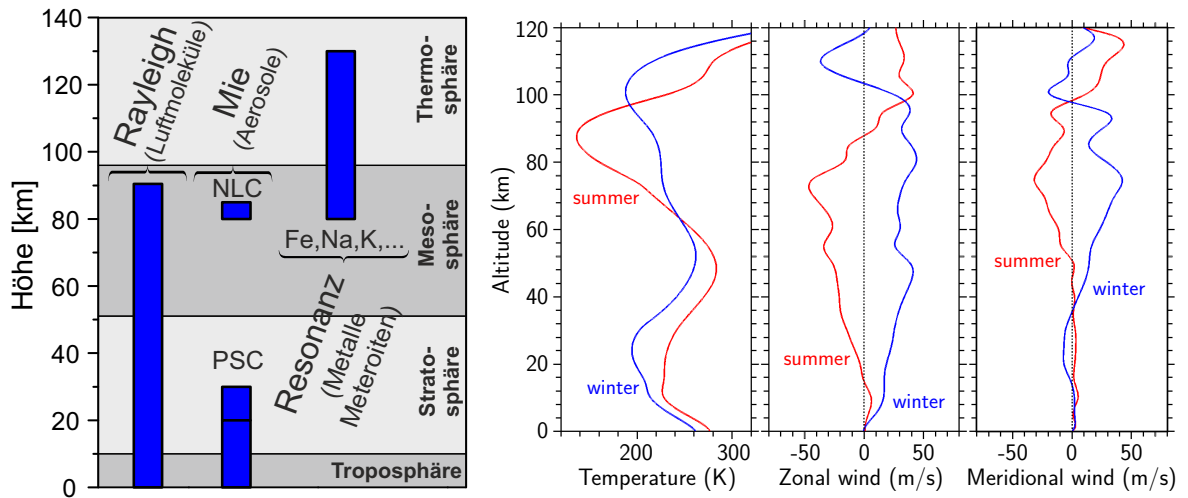


Abbildung 2.1: Links: Schematische Darstellung der Höhenbereiche, zugänglich durch verschiedene Streuprozesse. Rechts: Beispiele von typischen Wind- und Temperaturprofilen (aus Modelrechnungen) über ALOMAR in Nordnorwegen, entnommen aus [48].

Streuprozess	$d\sigma/d\Omega[\text{m}^2/\text{sr}]$	$n[\text{cm}^{-3}]$	$\Delta\nu_{\text{Doppler}}[\text{MHz}]$
Rayleigh	$\approx 10^{-32}[9]$	$< 10^{20}$	$\approx 1464$
Mie	$\approx 10^{-21}[77]$	$< 10[22]$	$\approx 7 \cdot 10^{-4} - 0,7[6]$
Resonanz [117]			
Na (589 nm)[31]	$\approx 8 \cdot 10^{-17}$	$\approx 1000$	$\approx 1033$
K (770nm)[120, 52]	$\approx 7 \cdot 10^{-17}$	$\approx 50 - 100$	$\approx 936$
Fe (385nm) [67, 34]	$\approx 4 \cdot 10^{-18}$	$\approx 10000$	$\approx 1093$

Tabelle 1: Übersicht über verschiedene Streuprozesse. Angegeben sind der Streuquerschnitt  $\sigma$ , die Teilchendichte  $n$  und die Dopplerbreite  $\Delta\nu_{\text{Doppler}}$  bei 200 K.

Bei der Rayleigh-Streuung handelt es sich um eine elastische Streuung an Teilchen, die deutlich kleiner sind als die verwendete Laserwellenlänge, wie etwa die Luftmoleküle der Atmosphäre. Die Rayleigh-Signalstärke ( $\propto z^{-2} \exp(-z/H_n)$ ,  $H_n$  =Skalenhöhe) nimmt mit zunehmender Höhe  $z$ , wegen der zunehmenden Entfernung des Streuzentrums und des exponentiellen Abfalls der Luftdichte, ab. Die Mie-Streuung beschreibt dagegen die elastische Streuung von

---

Licht an Teilchen, die ähnlich groß sind wie die Wellenlänge [78, 45]. Deren komplexes Streuverhalten ist hoch variabel und stark abhängig von der Größe, Form und Zusammensetzung der Teilchen, sowie der Wellenlänge und Polarisation des verwendeten Lichts [8]. Die im Vergleich zu den Luftmolekülen massereicheren Aerosole weisen trotz der meist deutlich geringeren Teilchendichte und ungleichmäßigen variablen Schichtung [109] in der Atmosphäre eine starke und nicht zu vernachlässigende Rückstreuung auf. Z.B. kommt es in der sogenannten „Junge-Schicht“ in etwa 15 – 25 km Höhe u.a. aufgrund von Vulkanausbrüchen zu einem erhöhten Aerosolaufkommen durch Ansammlung von Schwefeltröpfchen [58, 65]. In polaren Nächten bei tiefen Temperaturen von unter 195 K kann es zur Bildung von PSCs kommen, deren Rückstreuung je nach Typ über eine Größenordnung stärker sein kann als die der Molekülstreuung [75]. Außerdem kann die sporadische Bildung von Eiswolken, den NLCs, in etwa 83 km Höhe zu einer erhöhten Aerosolrückstreuung führen [29]. Bei den Lidarmessungen kann die ansonsten geringe Rückstreuung an Luftmolekülen und Aerosolen in der Mesosphäre durch Ausnutzen der Resonanzfluoreszenz an freien Atomen kompensiert werden. Freie Metall-Atome wie z.B. Natrium, Kalium oder Eisen werden durch Meteoriten in die Atmosphäre eingetragen und erlauben so auch LIDAR-Messungen bis in die untere Thermosphäre [31, 123, 53, 17]. Die Teilchendichte der verschiedenen Metalle ist durch die Zusammensetzung der Meteoriten gegeben und ändert sich in der Atmosphäre bspw. aufgrund von chemischen Prozessen im Jahresverlauf und global [35, 89]. Im Gegensatz zur Rayleigh- und Mie-Streuung wird bei der Resonanzfluoreszenz ein atomspezifischer elektronischer Übergang angeregt, was eine genaue Kenntnis und Kontrolle der Laserwellenlänge erfordert. Das spektrale Fluoreszenzverhalten der unterschiedlichen Metalle unterscheidet sich dabei aufgrund der unterschiedlichen atomaren Strukturen stark. Das Ausnutzen unterschiedlicher Streusignale erlaubt somit nicht nur die Wind- und Temperaturbestimmung vom Boden bis in die untere Thermosphäre und darüber hinaus, sondern auch bspw. die Untersuchung von Aerosolen und anderen physikalischen sowie chemischen Prozessen. Die Resonanzstreuung an Natrium wird z.B. auch in anderen Bereichen, wie in der Astronomie für Laserleitsterne (Laser Guide Stars) [11] oder für die Magnetometrie [10, 60] genutzt. In der Troposphäre müssen außerdem noch weitere Prozesse, wie die Brillóuin-Streuung, also die Streuung an akustischen Wellen (Dichtefluktuationen der Atmosphäre), die zu einer zusätzlichen Doublett-Aufspaltung des Spektrums führt, berücksichtigt werden [119, 20]. Weitere Streuprozesse wie die Raman-Streuung [91, 69], also die inelastische Streuung an Molekülen, spielen in dieser Arbeit aufgrund der schmalbandigen Filterung des Lidars und des geringen Wirkungsquerschnitts (z.B.  $\text{N}_2$ ,  $d\sigma/d\Omega = 5 \cdot 10^{-35} \text{ m}^2/\text{sr}$  [88]) keine Rolle. Die sonst übliche Erfassung der Raman-Streuung zur Temperaturbestimmung [61, 2] ist im System wegen der spektralen Messungen nicht notwendig, was später beschrieben wird. In dieser Arbeit wird die Rayleigh- und Mie-Streuung sowie die Resonanzfluoreszenz von Kalium bei 770 nm in etwa 85 km Höhe verwendet. Hierdurch sind die Temperatur und der Wind für einen durchgängigen Höhenbereich von etwa 10 bis über 100 km messbar.

## 2.1 Spektrale Eigenschaften verschiedener Streuprozesse

Bei der Streuung an Teilchen in der Atmosphäre kommt es durch den Doppler-Effekt zu einer Verschiebung und einer Verbreiterung des Laserspektrums. Die Wellenlängen-Verschiebung beträgt dabei

$$\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda_0 \quad (2.3)$$

mit  $v$  der Geschwindigkeit des Luftpaketes, also der Windgeschwindigkeit, und  $\lambda_0$  der Zentralwellenlänge des Lasers. Bei der Rayleigh- und Mie-Streuung tritt der Effekt aufgrund der Relativbewegung der Streuteilchen zum Laser zweifach auf. Demgegenüber kommt es bei der Resonanzfluoreszenz nur zu einer einfachen Verschiebung. Hier kommt es nach Absorption des Photons zu einer zeitlich verzögerten Emission, abhängig von der Lebensdauer des angeregten Zustandes. Eine Windgeschwindigkeit von 1 m/s führt daher zu einer Verschiebung von 2,6 MHz bei der Rayleigh- und Mie-Streuung, bzw. 1,3 MHz bei der Kalium-Resonanz bei 770 nm. Neben der Doppler-Verschiebung führt die thermische Bewegung der Teilchen zu einer Doppler-Verbreiterung des Laserspektrums. Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen führt zu einer gaußförmigen spektralen Verbreiterung mit einer vollen Halbwertsbreite (FWHM<sup>4</sup>) von

$$\Delta\nu = 2\frac{\nu_0}{c}\sqrt{8\ln 2\frac{k_B T}{m}} \quad (2.4)$$

mit  $k_B$  der Boltzmann-Konstanten,  $m$  der Teilchenmasse und  $T$  der Temperatur. Die Dopplerbreite unterscheidet sich wegen der unterschiedlichen Massen und Temperatur je nach Streuprozess stark. In den hier betrachteten Höhen dominiert aufgrund der geringen Luftdichte die thermische Verbreiterung (gaußförmig) bei der Streuung von Laserlicht. Dagegen kommt es außerdem bei höheren Drücken, wie in der Troposphäre, zu einer stoßinduzierten Druckverbreiterung (lorentzförmig) sowie zur Verbreiterung des Laserspektrums aufgrund der Brillouin-Streuung. In Abbildung 2.2 sind die dopplerverbreiterten und -verschobenen Spektren, der in dieser Arbeit verwendeten Streusignale, bei  $\lambda = 770$  nm ( $\approx 388$  THz) dargestellt. Bei dieser Laserwellenlänge bzw. -frequenz führt die Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen bei Temperaturen von  $T = 150 - 300$  K zu typischen Doppler-Verbreiterungen von  $\Delta\nu_{\text{Rayleigh}} = 1270 - 1790$  MHz. Die mittlere Masse der Luftmoleküle ergibt sich hierbei mit  $m = M/N_A$  aus der mittleren molaren Masse der Luft von  $M = 29$  g/mol und der Avogadro-Konstanten  $N_A$ . Im Gegensatz dazu führt die Mie-Streuung an Aerosolen wegen deren größeren Masse zu einer deutlich geringeren Verbreiterung. In der Stratosphäre weisen Aerosole mit Radien von  $0,01 - 1$   $\mu\text{m}$  typische Doppler-Verbreiterungen von nur  $0,7$  MHz  $- 0,7$  kHz auf [6]. In der Mesosphäre weisen die NLC-Eisteilchen einen typischen Radius von etwa  $20 - 80$  nm und eine Dichte von  $0,93$  g/cm<sup>3</sup> auf [3]. Für ein rundes Teilchen ist somit eine Doppler-Verbreiterung von  $1,54 - 0,2$  MHz zu erwarten. Die Signalstärke der Rückstreuung ist dabei proportional zu  $r^6$ , wodurch gerade kleine Teilchen schwer nachweisbar sind. Aufgrund der Schmalbandigkeit ( $\Delta\nu_{\text{Mie}}/\Delta\nu_{\text{Rayleigh}} = 10^{-3} - 10^{-8}$ ) ist trotz der teilweise nur geringen Rückstreuung das Aerosol-Signal gegenüber dem Molekül-Signal stark im Spektrum ausgeprägt.

Im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung ist die Doppler-Verbreiterung bei der Resonanzfluoreszenz an freien Metall-Atomen deutlich komplexer [31, 120]. Die atomare Struktur führt

---

<sup>4</sup>engl.: full width at half maximum

hierbei zu einer Aufspaltung des angeregten elektronischen Übergangs des Atoms, der sogenannten Hyperfeinstruktur. Aufgrund der verschiedenen Kalium-Isotope findet die Absorption und Emission an 12 verschiedenen Frequenzen statt (siehe Anhang B). Die relative Stärke und Frequenz dieser Spektrallinien sowie der Abstand zur Laserfrequenz muss deshalb für jede einzelne Laserfrequenz berücksichtigt werden. Wegen der natürlichen Linienbreite setzt sich dabei jede einzelne Hyperfein-Komponente aus einem Voigt-Profil (Faltung von Gauß- und Lorentz-Profil) zusammen. In Abbildung 2.2 ist rechts die Aufspaltung der Kalium-D1-Linie bei  $\lambda = 770$  nm ( $2 \text{ pm} \approx 1 \text{ GHz}$ ) für die verschiedenen Kalium-Isotope sowie der resultierende Wirkungsquerschnitt bei verschiedenen Temperaturen dargestellt [120]. Mit  $\Delta\nu_{\text{Kalium}} = 936 \text{ MHz}$  bei  $T = 200 \text{ K}$  und einer Änderung der spektralen Breite mit der Temperatur von etwa  $1 \text{ MHz/K}$  [33] kommt es zu einer geringeren Verbreiterung als bei der Rayleigh-Streuung.

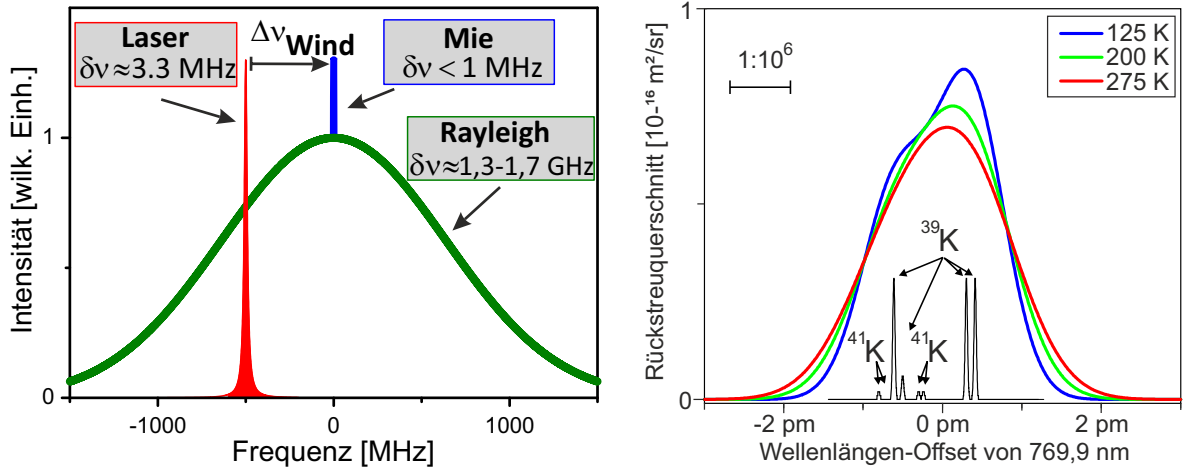


Abbildung 2.2: Doppler-Verbreiterung und -Verschiebung verschiedener Streusignale bei unterschiedlichen Temperaturen. Links: Rayleigh- und Mie-Streuung an Luftmoleküle bzw. Aerosolen. Rechts: Resonanzfluoreszenz an freien Kalium-Atomen (entnommen und geändert aus [120]).

Spektral hochaufgelöste Lidar-Messungen erlauben eine Wind- und Temperaturbestimmung aus der spektralen Verschiebung und Verbreiterung des rückgestreuten Signals. Bei der Mie-Streuung wird durch die Schmalbandigkeit eine deutlich höhere Sensitivität für Doppler-Wind erreicht als bei der Rayleigh-Streuung und Resonanzfluoreszenz. Temperaturen werden typischerweise bei Doppler-Rayleigh-Lidars aus der relativen Luftdichte (Rayleigh-Signalstärke) [44, 36] oder bei Doppler-Resonanz-Lidars direkt aus der spektralen Form der Fluoreszenzmessungen bestimmt [31, 53]. Aufgrund der atomaren Eigenschaften und der Notwendigkeit von mehreren Laserfrequenzen zur Berechnung der Doppler-Temperatur und des Doppler-Windes, sind Doppler-Resonanz-Lidars grundsätzlich wesentlich aufwendiger. Verschiedene Laserfrequenzen müssen hierzu in schneller Abfolge gemessen werden. Anders als bei der Rayleigh- und Mie-Streuung muss zudem die absolute Laser-Frequenz genau bekannt sein. Neben dem Wind und der Temperatur der Atmosphäre sind durch Lidarmessungen Aussagen über die Konzentration der Metalle und Aerosole möglich. Die Verwendung von mehreren Wellenlängen und der Polarisation erlaubt des Weiteren Aussagen über deren Größe sowie Beschaffenheit und somit detaillierte Untersuchungen der Struktur von NLCs, PSCs und MSPs [3, 98].



### 2.2 Spektrale Eigenschaften verschiedener Laser

Die spektrale Form des gestreuten Signals in der Atmosphäre wird neben dem Doppler-Effekt wesentlich durch das Laserspektrum bestimmt. Für Lidarmessungen sind daher neben einer hohen Pulsleistung, ebenfalls die spektralen Eigenschaften wie Linienbreite und spektrale Reinheit des Lasers von großer Bedeutung. Insbesondere für Doppler-Resonanz-Lidars muss außerdem die Laserwellenlänge mit hoher Genauigkeit auf den zu untersuchenden elektronischen Übergang stabilisiert werden. Das hochaufgelöste Bestimmen der kompletten Spektren der Streusignale, und damit der Eigenschaften der Atmosphäre, erfordert neben schmalbandigen Filtern, einen Laser mit geringer Linienbreite. In dieser Arbeit ist zudem ein schnelles Durchstimmen der Laserwellenlängen und somit Scannen der Frequenz notwendig. Gerade die Kombination aus hoher Pulsleistung, Schmalbandigkeit sowie die exakte und schnelle Durchstimmbarkeit der Frequenz ist besonders wichtig, aber bei den meisten Lasern nicht gegeben. Des Weiteren werden auch hohe Anforderungen an die räumlichen Laserstrahleigenschaften gestellt, wie die Stabilität der Laserstrahlrichtung („Pointing“) und die Laserdivergenz. Die Überlagerung des Lasers mit dem Teleskopsichtfeld in Höhen von über 100 km auf wenige cm sind sonst nicht möglich. Insbesondere bei transportablen Lidars ist man darüber hinaus auf robuste und kompakte Laser mit geringer Leistungsaufnahme angewiesen. Trotz der vielfältigen Anforderungen werden unterschiedliche Lasersysteme für die mittlere Atmosphäre, hauptsächlich in stationären Lidars, verwendet. Das IAP setzt seit mehreren Jahrzehnten verschiedene Lasersysteme an unterschiedlichen stationären Orten ein und hat zudem lange Zeit das einzige mobile Doppler-Resonanz-Lidar weltweit betrieben [122, 36, 120, 121, 52, 67]. Nachfolgend werden zwei für diese Arbeit wichtige Lasertypen kurz dargestellt, die Festkörper- und Diodenlaser. Insbesondere wird auf die spektrale Breite und Durchstimmbarkeit der Laser eingegangen.

Als gepulste Laserquelle werden in Lidars oft Festkörperlaser aufgrund der hohen Effizienz, Wellenlängen-Diversität und Robustheit verwendet. Als Lasermedium dienen typischerweise: Nd:YAG<sup>5</sup>-, Ti:Sa<sup>6</sup>- oder Alexandrit<sup>7</sup>-Laserkristalle. Für den Laserbetrieb werden diese optisch gepumpt, typischerweise durch Blitzlampen (Alexandrit, Nd:YAG) oder durch andere Laser (Ti:Sa durch Nd:YAG-Laser) [25]. Leistungsstarke Diodenlaser verdrängen dabei heutzutage teilweise die früher eingesetzten Blitzlampen. Dies ermöglicht kompakte und effiziente Laserquellen mit guter Strahlqualität. Die hohe Zerstörschwelle des Lasermediums und die Fähigkeit viel Energie lange zu halten, erlaubt hierbei die Erzeugung von Laserpulsen mit hoher Energie. Nd:YAG-Laser werden typischerweise bei 1064 nm (SHG<sup>8</sup>: 532 nm , THG<sup>9</sup>: 355 nm) betrieben. Dagegen sind bei sogenannten vibronischen Festkörperlasern die Energielevel spektral verbreitert und ermöglichen so eine breite Durchstimmbarkeit der Wellenlängen, z.B. Alexandrit 701 – 818 nm und Ti:Sa 700 – 1050 nm [25]. Aufgrund der Lasereigenschaften (hohe mechanische Stabilität, lange Speicherzeit) können bei Alexandrit hohe Pulsenergien erzielt und direkt mittels Diodenlaser gepumpt werden. In dieser Arbeit wird ein speziell für VAHCOLI entwickelter Alexandrit-Laser bei 770 nm verwendet. Dies ist der weltweit erste diodengepumpte Alexandrit-Ringlaser in gütegeschaltetem SLM<sup>10</sup>-Betrieb [81, 107] und

---

<sup>5</sup>Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat, Nd : Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>

<sup>6</sup>Titan:Saphir, Ti<sup>3+</sup> : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

<sup>7</sup>Cr<sup>3+</sup> : BeAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>

<sup>8</sup>engl.: second harmonic generation

<sup>9</sup>engl.: third harmonic generation

<sup>10</sup>engl.: single-longitudinal mode

wurde vom ILT (Fraunhofer-Institut für Lasertechnik Aachen) in Kooperation mit dem IAP entwickelt. Der Laser weist eine hohe Pulsenergie (1,7 mJ bei 500 Hz und Pulsdauern von 400 – 850 ns) sowie eine geringe Linienbreite ( $< 4$  MHz) und schnelle Durchstimmbarkeit der Wellenlänge auf. Der Laser und dessen Stabilisierung werden in Kapitel 4 näher beschrieben. Entgegen dem optischen Pumpen bei Festkörperlasern werden Diodenlaser elektrisch gepumpt. Diese kompakten und effizienten Laserquellen sind bei vielen Wellenlängen verfügbar. Aufgrund der hohen optischen Leistung bei Dauerstrichlasern werden diese zum optischen Pumpen von anderen Lasern (z.B. Festkörperlaser) oder als Nachverstärker (z.B. Tapered Amplifier) genutzt. Eine spezielle Form stellen die External-Cavity-Diode-Laser (ECDL) dar. Durch Verwenden eines zusätzlichen externen Resonators weisen diese Diodenlaser eine sehr geringe Linienbreite ( $< 100$  kHz), gute Durchstimmbarkeit der Wellenlänge aber nur eine geringe Leistung auf. In dieser Arbeit wird ein ECDL als Spektroskopie-Laser und als Seeder-Laser für den Alexandrit-Laser eingesetzt. Ein neu entwickeltes Pumpmodul mit hoher Leistung erlaubt außerdem das direkte Dioden-Pumpen des Alexandrit-Lasers [82]. Des Weiteren wird als alternative Laserquelle für die Stratosphäre ein Tapered Amplifier zur Nachverstärkung des Seeder-Lasers verwendet.

Bei Dauerstrich-Lasern sind durch zusätzliche Frequenzstabilisierung bereits Linienbreiten bis in den Bereich von unter  $< 10$  mHz ( $\Delta\nu/\nu < 4 \cdot 10^{-17}$  [76]) möglich. Dagegen ist bei gepulsten Lasern die spektrale Breite  $\Delta\nu$  aufgrund des Fourier-Limits durch

$$\Delta\nu\Delta\tau \geq c_B \quad (2.5)$$

mit  $c_B$  einer Pulsform abhängigen Konstanten (Zeit-Bandbreite-Produkt) begrenzt und damit abhängig von der Pulsdauer  $\Delta\tau$  und Pulsform [23]. In Abbildung 2.3 sind die spektralen Breiten in Abhängigkeit der Pulsdauer bzw. der Höhenauflösung  $\Delta H = c \cdot \Delta\tau/2$  für einige Laser, die für Lidar-Anwendungen bei verschiedenen Wellenlängen eingesetzt werden, dargestellt. Zum Vergleich sind die Fourier-Limits, also die theoretisch kleinsten spektralen Breiten, für verschiedene Pulsformen dargestellt. Bspw. beträgt das Fourier-Limit eines gaußförmigen Pulses  $\Delta\nu\Delta\tau = 0,441$ . Bei einer Höhenauflösung von 100 m ( $\Delta\tau \approx 670$  ns) erhält man somit eine spektrale Breite von mindestens 0,66 MHz und bei 1 m ( $\Delta\tau \approx 6,7$  ns) bereits 66 MHz. Das Mie-Signal wäre dann deutlich durch die Laserlinienbreite verbreitert und, wie später zu sehen ist, die Sensitivität bei der Windbestimmung stark reduziert.

In dieser Arbeit sind gerade die Schmalbandigkeit (mind.  $< 10$  MHz) und Durchstimmbarkeit (mind.  $> 1000$  MHz) des gepulsten Lasers für die Wind- und Temperaturbestimmung sowie der spektralen Trennung der unterschiedlichen Streusignale besonders wichtig aber nur bei wenigen Lasersystemen gegeben. Herkömmliche reine Doppler-Rayleigh-Lidars weisen dagegen geringere Anforderungen an die Schmalbandigkeit und Durchstimmbarkeit des Lasers auf, da die Dopplerbreite der Rayleigh-Streuung deutlich größer im Vergleich zur Mie-Streuung ist und typischerweise nur eine feste Laserfrequenz verwendet wird. Sie sind dadurch einfacher umzusetzen und erlauben gleichzeitig die Verwendung kürzerer Pulse bzw. eine höhere Höhenauflösung. Typischerweise werden hierzu Nd:YAG-Laser eingesetzt mit Pulsdauern von etwa  $\Delta\tau \approx 12$  ns ( $\Delta H \approx 1$  m) und Linienbreiten von  $< 70$  MHz bei  $\lambda = 532$  nm ( $\nu_0 \approx 562 THz$ ) [122]. Im Vergleich zu herkömmlichen Doppler-Rayleigh-Lidars wird mit dem neuen System neben der Rayleigh- auch die Mie-Streuung sowie die Kalium-Fluoreszenz untersucht, wodurch ein größerer Höhenbereich abgedeckt sowie weitere atmosphärische Parameter ermittelt werden können. Der spektrale Ansatz und insbesondere die Schmalbandigkeit und Durchstimmbarkeit des Alexandrit-Lasers erlauben hierbei eine genauere Windbestimmung anhand von

Aerosolen sowie eine genaue Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Fluoreszenz. Mit bspw. Nd:YAG-Lasern wäre dies aufgrund der fehlenden Durchstimmbarkeit und der höheren spektralen Breite in dieser Form nicht möglich.

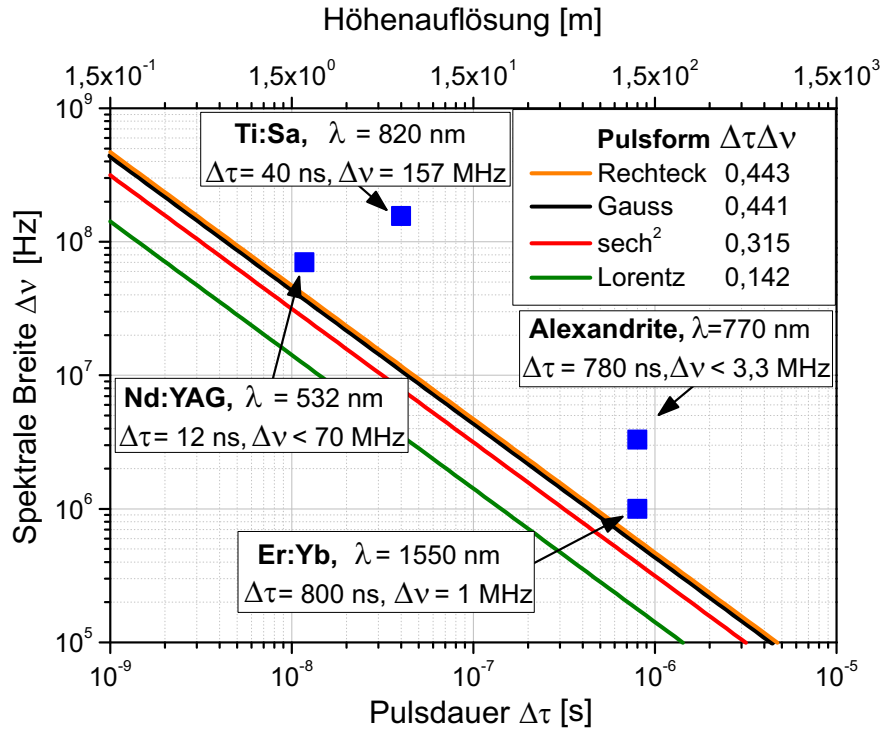


Abbildung 2.3: Fourier-Limit einiger Pulsformen und einige typische Werte von verschiedenen Lasern, die für Lidars in der mittleren Atmosphäre eingesetzt werden. Folgende Laserquellen sind dargestellt: Titan:Saphir (UHOH DIAL<sup>12</sup> [5]), Erbium:Ytterbium (ONERA<sup>13</sup> [71, 12]), Alexandrit (IAP, VAHCOLI [73]), Nd:YAG (IAP, ALOMAR-RMR<sup>14</sup> [122]).

### 2.3 Spektrale und technische Vor- und Nachteile verschiedener Filtertypen

In Lidars sind die spektralen Filter bei der Wind- und Temperaturbestimmung zur spektralen Analyse des Atmosphärensignals sowie zur Blockung des solaren Untergrunds für Tageslichtmessungen besonders wichtig. Deren spektraler Verlauf ist u.a. für die Sensitivität und Effizienz des Lidars ausschlaggebend und spielt somit in dieser Arbeit eine wichtige Rolle. Typische Filter für Lidaranwendungen sind atomare Filter, wie Absorptions- [103] und Faraday-Filter [32, 41], sowie interferometrische Filter, wie Fabry-Perot-Etalons [36, 51] und Interferenz-Filter. Die Filter unterscheiden sich aufgrund der unterschiedlichen Filterprinzipien deutlich in den Filtereigenschaften [47, 102], wie bspw. in der Transmission, Blockung, Polarisation, spektralen Form und Breite. In den nachfolgenden Abschnitten werden daher kurz der Aufbau sowie einige spektrale und technische Vor- und Nachteile typischer Filter beschrieben. Anschließend werden die unterschiedlichen spektralen Formen der Filter dargestellt und verglichen.

<sup>12</sup>Universität Hohenheim, Differential Absorption Lidar

<sup>13</sup>frz.: Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques

<sup>14</sup>Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research - Rayleigh/Mie/Raman-Lidar

### 2.3.1 Atomare Absorptionsfilter

Bei einem atomaren Absorptionsfilter wird eine dopplerverbreiterte atomare Absorptionslinie verwendet. Das Transmissionsprofil ähnelt dabei dem eines gaußförmigen Kerb-Filters. Ein Absorptionsfilter kann außerdem auch als Wellenlängenreferenz zur Laserstabilisierung verwendet werden. Aufgrund des geringen Dampfdrucks werden oft Dampfzellen mit Alkali-Metallen [79, 42, 108], wie z.B. Natrium (589 nm), Kalium (767 nm), Rubidium (780 nm), Caesium (852 nm), Lithium (671 nm) aber auch z.B. Jod (532 nm [4]) verwendet. Durch Aufheizen der Zellen über den Schmelzpunkt gehen einige Atome in die Dampfphase über und absorbieren anschließend das einfallende Licht bei bestimmten Wellenlängen, wodurch die Transmission um mehrere Größenordnungen reduziert wird. Für die Kalium D1-Linie bei 770 nm erhält man bspw. bei einer Temperatur von 60 °C wegen der Isotopenverteilung und der Aufspaltung der Linien, eine spektrale Breite von etwa 1, 2 GHz [79]. Vorteile der Methode sind die einfache Handhabung sowie die Unabhängigkeit von der Polarisierung, Strahlgröße und Divergenz des gestreuten Atmosphärensignals. Des Weiteren driftet der Filter nicht und ist recht robust gegen äußere Schwankungen wie Temperatur oder Druck. Nachteile der Methode sind das relativ breite und temperaturabhängige Transmissionsprofil sowie die durch die Atomphysik festgelegte Wellenlänge des Filters. Ein weiterer genereller Nachteil der Absorptionsfilter ist der Signalverlust durch die Absorption, wodurch der geblockte Signalanteil für die Wind- und Temperaturbestimmung verloren geht. Des Weiteren ist aufgrund der spektralen Filterform keine ausreichende Blockung des solaren Untergrundes möglich.

In dieser Arbeit dient eine Kalium-Dampfzelle als Wellenlängenreferenz zur Untersuchung der Kalium-Resonanz in der Atmosphäre. Mit Hilfe einer dopplerfreien Spektroskopie wird hierzu die Hyperfeinstruktur von Kalium spektral aufgelöst, was näher in Kapitel 4 beschrieben wird. Die geringe Betriebstemperatur der Kalium-Zelle ist hierbei ein großer Vorteil gegenüber der Untersuchung von z.B. Eisen (386 nm oder 372 nm). Bei Eisen wäre eine Betriebstemperatur um 1500 K nötig, weshalb hier z.B. Hohlkathodenentladungs-Zellen eingesetzt werden [105].

### 2.3.2 Faraday-Filter

Ein Faraday-Filter (FADOF<sup>15</sup>) gehört ebenfalls zu den atomaren Filtern. In Abbildung 2.4 ist dazu links der schematische Aufbau und in Abbildung 2.5 die Filterkurve dargestellt. Hierbei befindet sich eine atomare Absorptionszelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren, welche einem axialen Magnetfeld ausgesetzt wird. Die resultierende Zeeman-Aufspaltung der Resonanzlinien führt dabei zu einer entgegengesetzten Verschiebung der Dispersionskurven für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht und damit zu unterschiedlichen Ausbreitungseigenschaften (Faraday-Effekt). Das linear polarisierte Eingangslicht, welches auch als Überlagerung von links- und rechtszirkularem Licht aufgefasst werden kann, erfährt dadurch eine Polarisationsdrehung. Die Kombination aus Faraday-Effekt und Aufspalten einer schmalbandigen Absorptionslinie führt bei geeigneter Wahl des Magnetfeldes sowie der Länge und Temperatur der Zelle zu einem schmalbandigen Filter. Im Filterzentrum ist für linear polarisiertes Licht eine Transmission von > 99 % möglich. Die Filterbreite ist hierbei aufgrund der Atomphysik begrenzt. Für Kalium erhält man bei  $T = 125\text{ °C}$ ,  $L = 22\text{ mm}$ ,  $B = 1800\text{ Gs}$  für das Zentrum eine spektrale Breite von 6, 7 pm (3, 3 GHz) sowie Flügel mit einer Breite von 4 pm (2 GHz) bei  $\pm 10\text{ pm}$  ( $\pm 5\text{ GHz}$ ) [33]. Wie in Abbildung 2.5 für andere Parameter zu sehen ist,

---

<sup>15</sup>engl.: Faraday anomalous dispersion optical filter

ähnelt die Form des Filters der eines Rechtecks mit Seitenflügeln. Die hohe Blockung in den Filterflügeln von  $> 10^5$  ist dabei limitiert durch die Polarisatoren und Depolarisationseffekten der Zelle. Vorteile des Filters gegenüber andere Filtertypen sind somit eine hohe Transmission, die Rechteckform mit steilen Kanten und eine hohe Blockung. Des Weiteren sind große Aperturen und Akzeptanzwinkel (FOV) möglich, und der Filter driftet nicht. Ein Nachteil ist die hohe Betriebstemperatur, welche gerade bei anderen Metallen (z.B. Eisen) zu großen technischen Problemen führt. Weitere Nachteile sind die aufwändige Konstruktion für die Isolierung und des Magnetfeldes sowie das Abstimmen der Filter-Parameter und die störenden spektralen Seitenflügel. Außerdem sind die Polarisationsabhängigkeit und wie auch bei den Absorptionsfiltern, die Wellenlängenbegrenzung auf bestimmte Absorptionslinien nachteilig.

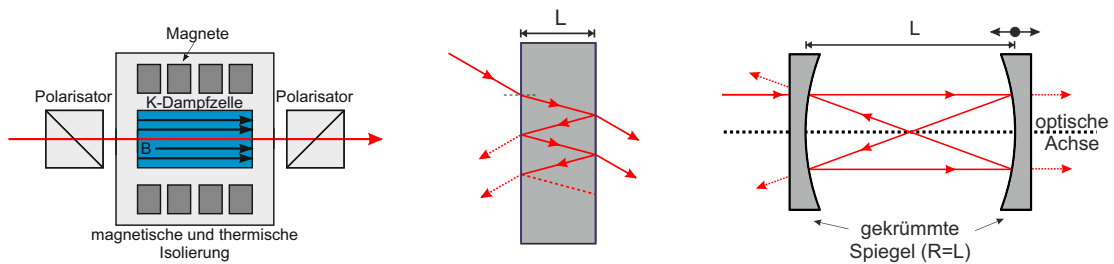


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau verschiedener Filter. Links: Faraday-Filter mit einer atomaren Dampfzelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren und Magnetfeld (atomarer Filter). Mitte: planares Etalon (interferometrischer Filter). Rechts: konfokales Etalon mit zwei teilreflektierenden gekrümmten Spiegeln.

### 2.3.3 Fabry-Perot-Etalon

Im Gegensatz zu den atomaren Filtern beruhen Fabry-Perot-Etalons auf Vielstrahlinterferenz in einem Festkörperresonator mit zwei teilreflektierenden planaren Spiegeloberflächen. Der schematische Aufbau ist ebenfalls in Abbildung 2.4 dargestellt. Des Weiteren ist die Filterkurve für verschiedene Parameter in Abbildung 2.5 gezeigt. Erfüllt das einfallende Licht die Resonanzbedingung, werden die Lichtwellen im Resonator konstruktiv überlagert und transmittiert. Andernfalls werden sie destruktiv überlagert und die Transmission abgeschwächt. Die spektrale Transmissionsfunktion weist daher einen periodischen Verlauf auf, welcher über

$$T = \frac{1}{1 + (2\mathcal{F}/\pi)^2 \cdot \sin^2(\delta/2)} \quad (2.6)$$

mit  $\mathcal{F}$  der Finesse und  $\delta$  der Phasendifferenz der internen Reflexionen beschrieben wird [97]. Diese ergibt sich mit  $\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nL$  aus  $n$  dem Brechungsindex des Etalons und  $L$  der Dicke. Der Abstand der sich wiederholenden Transmissionspeaks wird dabei als Freier Spektralbereich (FSR) bezeichnet und ergibt sich aus  $\Delta\nu_{\text{FSR}} = c/(2nL)$ . Dagegen ist die Finesse mit  $\mathcal{F} = \pi\sqrt{R}/(1-R)$  von der Spiegelreflektivität  $R$  abhängig und entspricht dem Verhältnis aus FSR zur spektralen Breite (FWHM) des Filters. Neben der spektralen Breite gibt die Finesse außerdem mit dem Extinktionsverhältnis  $T_{\text{max}}/T_{\text{min}} \approx (2\mathcal{F}/\pi)^2$  auch die maximale Blockung vor [47]. Eine hohe Finesse, also eine hohe Reflektivität, führt somit zu einem schmalen Filter und hoher Blockung. Dagegen ist der FSR nur von der optischen Weglänge im Resonator abhängig. Die Zentralwellenlänge des Filters kann deshalb z.B. durch Änderung der Temperatur, Verkippen des Filters oder mit Hilfe eines Piezokristalls am Spiegel direkt verändert

und geregelt werden. Die Filterstabilität ist hierbei abhängig von der Resonatorgeometrie. Gegenüber dem Fabry-Perot-Etalon (planares Etalon) werden beim konfokalen Etalon zwei Spiegel verwendet, deren Krümmung dem Spiegelabstand entsprechen. Von der optischen Achse abweichende Strahlen werden so wieder auf sich selbst abgebildet. Kleine Abweichungen werden dadurch kompensiert und eine höhere Filterstabilität erreicht. Beim planaren Etalon wird das Licht im Resonator zweimal pro Umlauf reflektiert. Dagegen kommt es beim konfokalen Etalon aber nun zu vier Reflektionen pro Umlauf, wodurch sich die maximale Transmission von  $\leq 1$  auf  $\leq 0,5$  reduziert [46].

In dieser Arbeit wurde ein schmalbandiges konfokales Etalon mit einer Reflektivität von  $R = 0,991$  und Plattenabstand von etwa  $L = 75$  mm verwendet. Dies entspricht einer Finesse von  $\mathcal{F} = 130$ , einer spektralen Breite von  $7,5$  MHz und  $\text{FSR} = 1$  GHz. Die maximale Transmission beträgt dabei  $T \approx 45\%$  und die maximale Blockung etwa  $10^{-4}$ . Eine Piezo-Regelung des Plattenabstandes erlaubt hierbei eine schnelle aktive Stabilisierung und Durchstimmbarkeit des Filters. Zudem wurde ein breites planares Etalon ( $\mathcal{F} = 150$ ,  $L = 0,5$  mm,  $\text{FSR} = 200$  GHz,  $\Delta\nu = 1330$  MHz,  $T > 95\%$ ) verwendet, welches über die Temperatur stabilisiert wurde. Neben der Transmission der Etalon-Filter wird außerdem auch das reflektierte Signal (ohne Verluste:  $T + R = 1$ ) verwendet, was später näher beschrieben wird.

Die beiden Beispiele veranschaulichen die Flexibilität der Filterparameter, wie der Filterbreite und die Unabhängigkeit sowie Veränderbarkeit der Zentralwellenlänge, was große Vorteile gegenüber anderen Filtertypen sind. Durch moderne Beschichtungsverfahren wie IBS (Ion Beam Sputtering) sind heutzutage hohe Finesse- und Transmissions-Werte über einen weiten Wellenlängenbereich möglich. Hohe Finesse-Werte von über  $10^5$  sind erhältlich und somit Filter mit geringer Filterbreite und hoher Transmission. Im Anhang A.1 ist der Einfluss von Verlusten durch bspw. Absorption in den Spiegelbeschichtungen auf die maximale Transmission ausführlicher dargestellt. Ein weiterer Vorteil gegenüber den atomaren Filtern ist die Möglichkeit einer sehr effizienten Nutzung der Photonen. Beim Etalon-Filter geht das geblockte Signal nicht verloren, sondern wird nahezu vollständig reflektiert. Durch Ausnutzen der Polarisation kann daher das geblockte Signal vom Eingangssignal getrennt und hierdurch ebenfalls genutzt werden.

Ein Nachteil, insbesondere bei der Blockung des solaren Untergrundes, ist die Periodizität des Filters. Diese kann aber durch Kombination mehrerer Filter mit unterschiedlichen Parametern kompensiert werden. Verschiedene Möglichkeiten werden hierzu im Kapitel 3.4 und 3.3 behandelt. Weitere Nachteile sind der Justageaufwand, die Abhängigkeit von der Apertur und Divergenz des Signals sowie der Empfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen. Bereits kleine Temperatur- und Druckschwankungen sowie Vibrationen können zu größeren Frequenzschwankungen und -drifts des Filters führen. Konfokale Etalons sind dabei wegen ihrer Resonatorgeometrie unempfindlicher gegenüber äußeren Störungen als planare Etalons. Diese weisen aber eine geringere Transmission von maximal 50 % auf [46]. Solche und andere Fehlermöglichkeiten bei Wind- und Temperaturbestimmung werden im Unterkapitel 4.5 näher behandelt.

### 2.3.4 Interferenzfilter

Ein Interferenzfilter besteht aus mehreren dünnen dielektrischen oder metallischen Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Dieser kann somit auch als Aneinanderreihung vieler verschiedener Etalons verstanden werden. Die Filtereigenschaften wie die Zentralwellenlänge,

Filterbreite und Blockung kann dabei durch die Anzahl und Dicke der Schichten beeinflusst werden. Spezifische und auch sehr komplexe spektrale Filterformen sind so möglich. Aufgrund der begrenzten Brechungsindexdifferenz weisen die Interferenzfilter im Vergleich zu Etalons aber nur eine geringe Finesse und damit eine hohe spektrale Breite auf. Typische Werte für diese Filter sind spektrale Breiten von 0,3 nm, eine hohe Transmission  $T > 95\%$  sowie eine hohe Blockung von 6 Größenordnungen in den Flügeln. Ein einzelner Interferenz-Filter reicht zur Blockung des solaren Untergrundes nicht aus. Die dazu notwendige Blockung kann durch Kombinationen aus mehreren Interferenz-Filtern bzw. mit anderen Filtertypen erreicht werden, was in Abschnitt 3.4 näher beschrieben wird.

### 2.3.5 Vergleich und spektrale Form der Filter

Wie zuvor beschrieben, weisen die Filter aufgrund der unterschiedlichen physikalischen Prinzipien auch verschiedene spektrale Formen auf. Diese sind mit gleicher spektraler Breite in Abbildung 2.5 linear (links) sowie logarithmisch (rechts) dargestellt. Zum Vergleich ist außerdem ein idealer rechteckförmiger Filter dargestellt. Wie später in Kapitel 3.1 beschrieben, weist ein Rechteckfilter mit unendlich steilen Kanten die größte Sensitivität bei der Wind- und Temperaturbestimmung auf. Mit einem Faraday-Filter wird diese Filterform, abgesehen von den Flügeln, nahezu erreicht. Dagegen weist die Transmission eines Etalon-Filters einen lorentzförmigen Verlauf im Zentrum sowie ein periodisches Verhalten auf. Die Flanken eines Absorptionsfilters fallen dagegen durch den gaußförmigen Verlauf steiler ab als beim Etalon. Die geringere Kantensteilheit kann beim Etalon durch Reduzierung der Filterbreite kompensiert werden, was beim Faraday- und Absorptions-Filter nur begrenzt möglich ist. Durch Verwendung mehrerer Etalon-Filter oder von Etalon-Filtern mit mehreren Spiegelschichten [106] kann eine Annäherung an eine rechteckförmige Filterform erreicht werden, wodurch die Kantensteilheit sowie die Blockung erhöht werden.

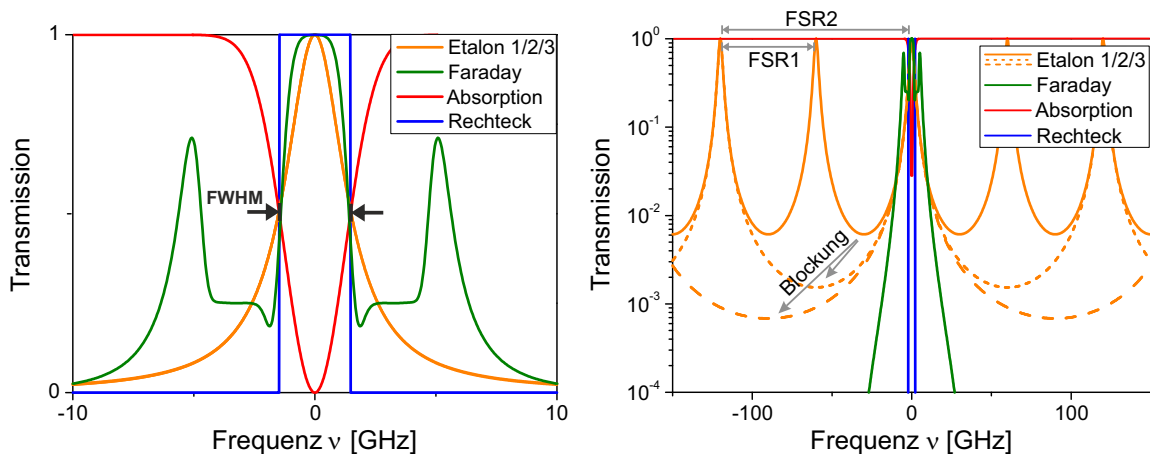


Abbildung 2.5: Vergleich der Transmission verschiedener Kantenfilter mit gleicher spektraler Breite (FWHM) in linearer (links) und logarithmischer (rechts) Darstellung. Dargestellt sind ein idealisierter Rechteckfilter ( $\Delta\nu = 3$  GHz) sowie ein Absorptions- und Faraday-Filter (Kalium,  $T = 98^\circ\text{C}$ ,  $L = 4$  cm,  $B = 900$  Gs) und drei Etalon-Filter ( $\text{FSR}_1 = 60$  GHz,  $\mathcal{F}_1 = 20$ ). Die Finesse und der FSR wurden bei Etalon 2. (3.) jeweils verdoppelt (verdreifacht), was zu einer höheren Blockung (graue Pfeile) bei gleichbleibender spektralen Breite führt.

Ein weiterer Aspekt ist die Blockung des solaren Untergrundes, was für verschiedene Kombinationen von Filtern in Abschnitt 3.4 ausführlicher beschrieben wird. Für Tageslichtmessungen wird hierzu eine hohe Blockung in den Flügeln von mehreren Größenordnungen benötigt. Ein Faraday-Filter ist dafür wegen der schnell abfallenden Filterflanken, hohen Blockung ( $> 5$  Größenordnungen) und der Nicht-Periodizität sehr gut geeignet. Die Periodizität eines einzelnen Etalons kann durch die Kombination mit weiteren Filtern kompensiert werden, wodurch ebenfalls eine hohe Blockung ( $> 5$  Größenordnungen) erzielt wird. Demgegenüber ist ein Absorptionsfilter aufgrund seines Verhaltens als Notch-Filter zur Blockung des solaren Untergrundes nicht geeignet, weshalb für eine Tageslichtfähigkeit weitere Filter notwendig sind. Neben der Tageslichtfähigkeit ermöglicht die Kombination mehrerer Filter zudem auch das Trennen unterschiedlicher Streuprozesse anhand ihrer unterschiedlichen Dopplerbreiten sowie deren spektralen Analyse, wie in Abschnitt 3.3 näher beschrieben wird.

Etalon-Filter weisen somit gegenüber den atomaren Filtern zwar einerseits einige Nachteile, wie die spektrale Filterperiodizität, den höheren Justage-Aufwand sowie höhere Anforderungen an die Laserdivergenz, Druck- und Temperatur-Stabilität auf. Andererseits können diese Filter aber bei nahezu beliebiger und außerdem regelbarer Zentralwellenlänge mit hoher Transmission und verschiedenen Filterbreiten verwendet werden. Bei den spektroskopischen Untersuchungen ist darüber hinaus die Schmalbandigkeit der Filter besonders wichtig und gerade beim Etalon gegeben. Dagegen sind Faraday- und Absorptions-Filter durch die Atomphysik in der Filterbreite begrenzt sowie in der Zentralwellenlänge festgelegt. Vorteile bieten sie aber in Bezug auf Laserdivergenz, Polarisierung, Filterdrift und Justage. Ein Faraday-Filter ist aufgrund der hohen Transmission und starken Blockung in den Flügeln daher eine Alternative zu breitbandigen Etalon-Filtern. Zudem sind Kombinationen mit verschiedenen Filtern möglich, um deren unterschiedlichen Vorteile auszunutzen.

In dieser Arbeit wurden neben einem konfokalen und planaren Etalon nur zwei weitere Interferenzfilter mit hoher Transmission verwendet. Für die Umsetzung des neuen Lidars waren neben der Schmalbandigkeit für die spektral hochauflösenden Messungen auch Eigenschaften wie die Kompaktheit und Wartungsfreiheit der einzelnen Komponenten wichtig. Gerade die Steigerung der Systemeffizienz, und damit der Transmission sowie der Laserleistung, erlaubt dabei die Entwicklung hin zu kompakteren und transportableren Systemen mit kleineren Teleskopflächen. Dies ermöglicht kleine Aperturen und somit den Einsatz verschiedener kompakter Etalon-Filter mit hoher Transmission. Die Baugröße kann hiermit im Vergleich zu herkömmlichen Filtern, wie druckstabilisierte Etalon-Filter oder Faraday-Filter reduziert werden. Des Weiteren sind die Optiken des Systems standardmäßig und dadurch kostengünstig, schnell und reproduzierbar mit hoher Güte erhältlich. Dies sind weitere Vorteile gerade für Netzwerk-Lidars zur Untersuchung der Atmosphäre.



### 3 Theoretische Vorbetrachtung

In diesem Kapitel geht es um die theoretische Betrachtung der Wind und -Temperaturbestimmung mit Hilfe verschiedener Varianten der sogenannten Kantenmethode. Abweichend von den klassischen Kantenmethoden mit einer oder wenigen festen Laserfrequenzen wird in dieser Arbeit ein scannendes Verfahren mit vielen Frequenzen verwendet und vorgestellt. Hierbei wird der Einfluss des Filters, Lasers sowie der Dopplerbreite auf die Sensitivität und Effizienz dargestellt. Anschließend wird auf die Kombination verschiedener Filter zur Reduzierung des solaren Untergrundes eingegangen. Die Schmalbandigkeit bestimmter Filter ermöglicht hierbei einerseits tageslichtfähige Systeme und andererseits auch eine direkte optische Trennung des Mie- und Rayleigh-Signals anhand der unterschiedlichen Dopplerbreiten. Im Vergleich zu klassischen Varianten wird hierdurch die Sichtbarkeit von Aerosolen und die Windsensitivität deutlich erhöht. In diesem Kapitel wird außerdem eine neue Methode zur spektralen Analyse und zum Bestimmen der Signalanteile des Atmosphärensignals durch Scannen der Laserfrequenz beschrieben. Am Ende dieses Kapitels wird die zu erwartende Signalstärke und der Fehler bei der Wind- und Temperaturbestimmung des neuen Systems vorgestellt.

#### 3.1 Kantenfiltertechniken zur Wind- und Temperaturbestimmung

Bei den Kantenmethoden werden die steilen Kanten eines oder mehrerer Filter als Frequenzdiskriminator genutzt [63, 64]. Dazu werden die Laserpulse bei einer festen oder nur wenigen verschiedenen Zentralfrequenzen verwendet. Eine Frequenzverschiebung der gestreuten Laserpulse aufgrund des Doppler-Effekts führt dann zu einer Änderung der Filtertransmission. Diese Änderung wird detektiert und zur Windbestimmung verwendet. In Abbildung 3.1 ist hierzu die Änderung der Transmission bei einer Doppler-Verschiebung und -Verbreiterung für einen Rechteckfilter mit zwei zu den Filterkanten frequenzverschobenen Laserpulsen dargestellt. Die Verwendung nur einer Filterkante und Laserfrequenz ist zwar auch möglich, hat aber verschiedene Nachteile, was später näher beschrieben wird.

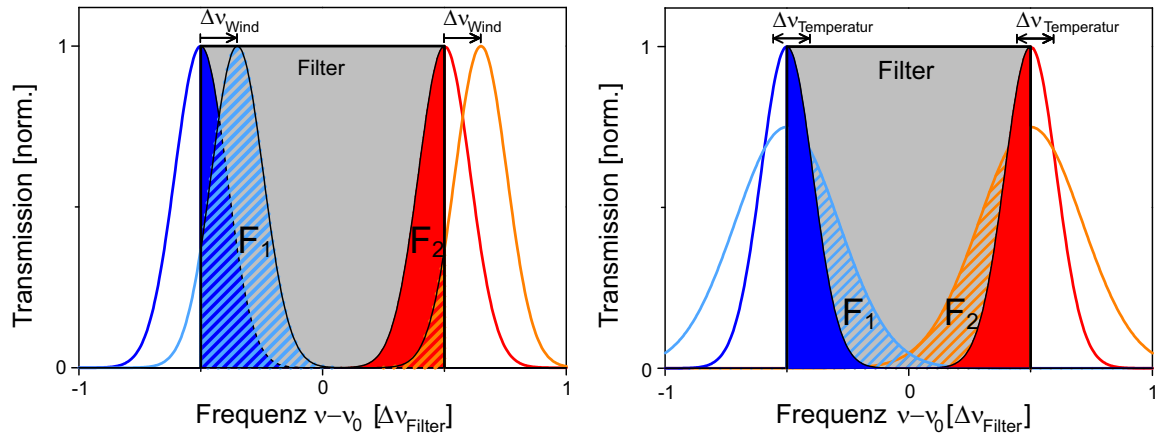


Abbildung 3.1: Transmissionsänderung an einem Rechteckfilter mit zwei Pulsen unterschiedlicher Frequenz. Links: Doppler-Verschiebung (Wind). Rechts: Doppler-Verbreiterung (Temperatur).

Eine Doppler-Verschiebung aufgrund des Windes führt zu einer Änderung der Differenz der Transmissions-Werte der beiden frequenzverschobenen Pulse. Die Änderung der spektralen

Breite aufgrund von Temperatur- oder Druckänderung muss dabei berücksichtigt werden [20]. Typischerweise wird die Temperatur separat bestimmt, z.B. anhand der Rayleigh-Signalstärke durch Integrationsmethoden [44], unter Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts oder mit Hilfe der Raman-Streuung [61, 2]. Hierzu wird ein Teil des Signals vor dem Filter verwendet, was ein entsprechender Nachteil dieses Verfahrens ist. Eine weitere Möglichkeit ist die Temperaturbestimmung anhand der Dopplerbreite bzw. spektralen Form des Signals. In dieser Arbeit wird dazu u.a. das Spektrum der Kalium-Fluoreszenz durch Scannen der Laserfrequenz untersucht.

Die Filtertransmission, also die Wirkung eines Filters auf das Lidar-Signal, kann mit

$$F(\nu) = f(\nu) * h(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\nu - \nu') f(\nu') d\nu' \quad (3.1)$$

als Faltung der Transmissionsfunktion des Filters  $f(\nu)$  mit der normierten spektralen Verteilung des Laserpulses bzw. des zurückgestreuten Atmosphären-Signals  $h(\nu)$  beschrieben werden [63]. Die Anwesenheit unterschiedlicher Streuprozesse führt dabei zu einer Überlagerung der verschiedenen dopplerverbreiterten und -verschobenen Laserspektren, was für herkömmliche Lidars ein Problem sein kann und berücksichtigt werden muss [38, 57].

Eine gängige Methode zur Bestimmung des Doppler-Windes ist die Verwendung der Antwortfunktion

$$R = (F_1 - F_2)/(F_1 + F_2) \quad (3.2)$$

anhand der Änderung der Transmissionswerte  $F_1$  und  $F_2$  der beiden Pulse an den beiden Kanten [15, 39, 74]. Dabei muss die temperaturabhängige Doppler-Verbreiterung aufgrund der unterschiedlich starken Änderungen, sowie eine mögliche Überlagerung des Mie- und Rayleigh-Signals, insbesondere in der Stratosphäre, berücksichtigt werden. In Abbildung 3.2 sind links die Transmission eines Rayleigh-Signal für ein Rechteck- und ein Etalon-Filter sowie rechts die Antwortfunktion  $R = (F_1 - F_2)/(F_1 + F_2)$  für ein Rayleigh- und ein Mie-Signal dargestellt. Die Filterbreite entspricht dabei der spektralen Breite des Rayleigh- bzw. des Mie-Signals.

Eine höhere Transmission ist bei größeren spektralen Breiten des Filters zu erkennen, was näher im Anhang A beschrieben wird. Bei geringen spektralen Breiten des Signals und Filters wird, wie am Beispiel des Rayleigh- und Mie-Signals zu erkennen ist, eine deutlich stärkere Änderung der Antwortfunktion und somit eine erhöhte Sensitivität für Wind erzielt. Die Sensitivität  $\Theta$  der Windbestimmung kann dabei mit

$$\Theta = \frac{1}{R(\nu)} \frac{\partial R(\nu)}{\partial \nu} \quad (3.3)$$

beschrieben werden. Für die Sensitivität der Windbestimmung ist deshalb der spektrale Verlauf (Kantensteilheit) der Filter, der Laserlinie und der unterschiedlichen Rückstreuungssignale entscheidend. Je schmaler der Laser bzw. das Signal und je steiler die Filterkanten sind, desto größer ist die Änderung der Antwortfunktion  $dR/d\nu$  und um so sensitiver und genauer ist die Windbestimmung. Andererseits wird dadurch der Messbereich für Doppler-Winde reduziert, wie auch in Abbildung 3.2 rechts zu sehen ist. Diese Limitierung wird in dieser Arbeit mit dem frequenzscannenden Ansatz umgangen, was im nächsten Abschnitt ausführlicher beschrieben wird.

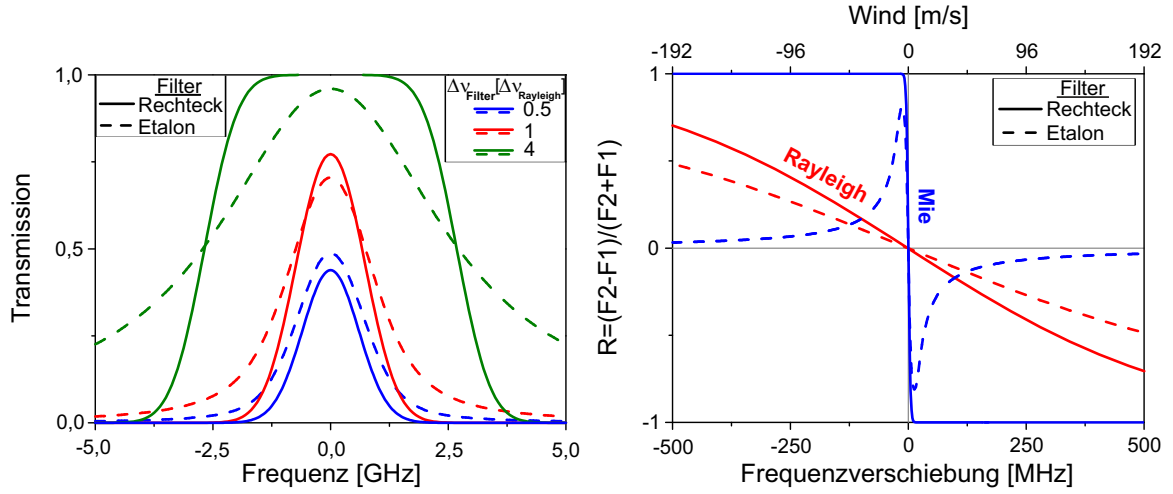


Abbildung 3.2: Links: Filtertransmission eines Rechteck- und Etalon-Filters für ein Rayleigh-Signal ( $\Delta_{\text{Rayleigh}} = 1330$  MHz) und verschiedene Filterbreiten relativ zur Rayleigh-Dopplerbreite  $\Delta_{\text{Rayleigh}}$ . Rechts: Antwortfunktion  $R = (F_1 - F_2)/(F_1 + F_2)$  für zwei Pulse bei der Halbwertsbreite der Filter in Abhängigkeit von der Dopplerverschiebung bzw. Wind. Dargestellt sind ein Rayleigh- und ein Mie-Signal.

Der Fehler  $\epsilon$  beim Bestimmen der Doppler-Frequenzverschiebung und damit des Windes ist von der Photonenstatistik, also der Signalstärke abhängig und ergibt sich aus der Sensitivität und dem Verhältnis des Signals zum Untergrund (SNR) aus

$$\epsilon = \frac{1}{\text{SNR} \cdot \Theta}. \quad (3.4)$$

Eine Reduzierung des Fehlers wird daher durch eine Erhöhung des SNR oder der Sensitivität erreicht. Die Signalstärke ist dabei u.a. abhängig von dem Rückstreuquerschnitt des Streuprozesses, der Laserleistung, der Teleskopgröße und der Filtertransmission. Dagegen ist die Sensitivität durch die spektrale Steilheit der Kanten und damit durch die Schmalbandigkeit des Lasers, Filters und der Dopplerbreite bestimmt. Der Detektoruntergrund wird unter anderem durch die Dunkelzählrate des Detektors verursacht, sowie durch Photonen der Sonne, welche über die Teleskopfläche gesammelt werden. Deshalb ist die Blockung des solaren Untergrundes durch schmalbandige Filter besonders wichtig, was in Abschnitt 3.4 und 3.3 näher beschrieben wird.

Verschiedene Varianten der Kantentechnik werden in Lidars verwendet. Einige Möglichkeiten mit unterschiedlichen Antwortfunktionen sind in Tabelle 2 dargestellt. Allgemein unterscheiden sie sich in der Sensitivität, Effizienz und somit im Fehler bei der Windbestimmung, aber auch in den technischen Anforderungen und im Aufwand. Anfangs wurde die Kantentechnik für eine Filterkante und eine feste Zentralfrequenz der Laserpulse beschrieben [63]. Im Vergleich zu den anderen Verfahren ist diese Methode aufgrund der geringen Anzahl an Filtern und Frequenzen einfacher zu realisieren, siehe Tabelle 2 a) und b). Eine Weiterentwicklung des Verfahrens mit höherer Sensitivität ist die Verwendung von zwei frequenzverschobenen Filtern und einer festen Zentralfrequenz der Laserpulse [64]. Analog dazu können, wie zuvor in Abbildung 3.1 dargestellt, zwei frequenzverschobene Laserpulse und ein fester Filter genutzt werden, siehe Tabelle 2 c) und d).

Für einen möglichst geringen Fehler bei der Windbestimmung kommt es bei den verschiedenen Verfahren auf die Effizienz, also auf die Anzahl der benötigten Photonen, an. Zum Vergleich sind dazu in Tabelle 2 die Fehler und Sensitivitäten verschiedener Kantenverfahren für eine feste Anzahl von Photonen dargestellt. Für den Vergleich werden die Verfahren als verlust- und untergrundfrei betrachtet. Als Atmosphärensignal wurde ein gaußförmiges Spektrum mit einer Breite von 1500 MHz und eine Photonenzahl von  $N = 10^5$  angenommen. Dies entspricht einer typischen Rayleigh-Signalstärke aus einem 200 m Höhenintervall in 30 km Höhe nach einer Integrationszeit von 5 min. Die höhenabhängige Signalstärke des neuen Systems wird näher in Abschnitt 3.5 vorgestellt. Für die Berechnungen wurde eine Poisson-Statistik ( $\text{SNR}_i = N_i/\sqrt{N_i} = \sqrt{N_i}$ ) und das Rauschen der einzelnen Detektoren als unkorreliert angenommen. Der SNR ergibt sich dabei mit  $\frac{1}{\text{SNR}^2} = \frac{\text{Var}(R)}{R^2}$  aus der Varianz von  $R$  mit  $\text{Var}(R) = (\frac{\partial R}{\partial F_1})^2 \text{Var}(F_1) + (\frac{\partial R}{\partial F_2})^2 \text{Var}(F_2)$  und  $\text{Var}(F_i) = N_i$  [39]. Folgende Varianten sind in Tabelle 2 dargestellt:

**a) Eine atomare Absorptionsfilterkante (nur Transmission), eine Laserfrequenz**

Diese Variante wird z.B. im ALOMAR RMR Lidar mit DoRIS<sup>16</sup> eingesetzt [48]. Die Änderung des Signals wird dabei nur an einem Detektor (D1) gemessen. Ein Teil des Eingangssignals wird als Referenz (D2) vor dem Filter entnommen. Der absorbierte Signalanteil geht zudem verloren. Gegenüber anderen Verfahren mit nicht-absorbierenden Filtern (Etalon) führt dies zu einer geringeren Photonenzahl am Filter, sowie zu einer geringeren Sensitivität und somit zu einem größeren Fehler. Des Weiteren werden zusätzliche Vorfilter zur Blockung des solaren Untergrundes benötigt, was die Transmission bzw. Effizienz reduziert.

**b) Eine Filterkante (Transmission+Blockung), zwei Detektoren, eine Laserfrequenz**

Mit Hilfe der beiden Detektoren wird der geblockte und transmittierte Anteil des Eingangssignals komplett genutzt, dabei geht kein Signal am Filter verloren. Die Änderung des Signals wird zudem auf beiden Detektoren gemessen. Gegenüber dem Absorptionsfilter ist der SNR sowie die Sensitivität erhöht, was zu einem 2,4-mal geringeren Fehler führt. Ebenfalls werden hier zusätzliche schmalbandige Vorfilter zur Blockung des solaren Untergrundes benötigt.

**c) Zwei Filterkanten (nur Transmission), ein Detektor, zwei Laserfrequenzen**

Für die Windbestimmung wird hier nur ein Detektor benötigt, was einen deutlich kompakteren Aufbau ermöglicht. Somit entfällt auch ein sonst notwendiger fehlerbehafteter Abgleich der Detektoren untereinander. Der geblockte Signal-Anteil geht hier jedoch verloren, wodurch die Photonenzahl reduziert und der Fehler gegenüber b) um 1,4-mal erhöht ist. Ein großer Vorteil gegenüber a) und b) ist die Blockung des solaren Untergrundes aufgrund der Anordnung des Detektors hinter dem Filter. Anders als bei den anderen Anordnungen sind hierdurch zusätzliche Tageslichtfilter, welche die Transmission reduzieren, nicht notwendig. Diese Anordnung wird daher im neuen System (VAHCOLI) aufgrund der Kompaktheit und hohen Transmission für eine Kombination aus zwei Filtern (Rayleigh- und Mie-Kanal) verwendet. Des Weiteren werden weitere Laserfrequenzen verwendet, was später näher beschrieben wird.

**d) Zwei Filterkanten (Transmission+Blockung), zwei Detektoren, zwei Laserfrequenzen**

Gegenüber c) werden hier durch die zusätzliche Detektion des geblockten Signals alle Photonen genutzt und somit der gleiche Fehler wie mit b) erreicht. Wie bei a) und b) werden hier

<sup>16</sup>engl.: Doppler Rayleigh Iodine System

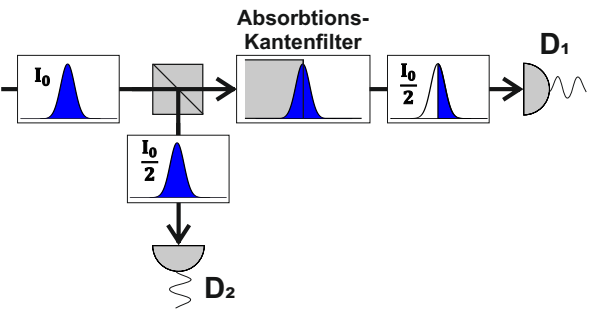
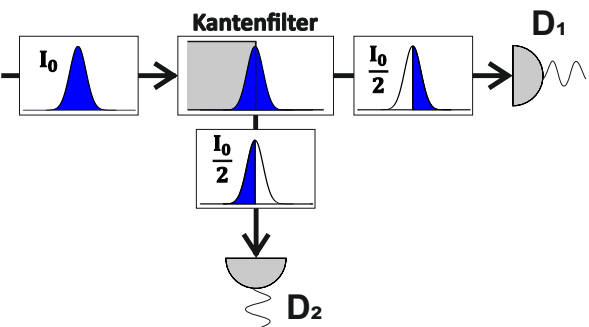
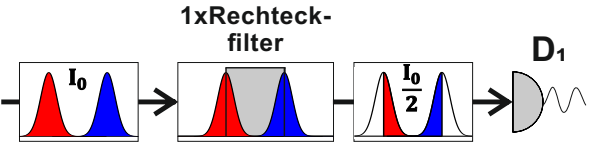
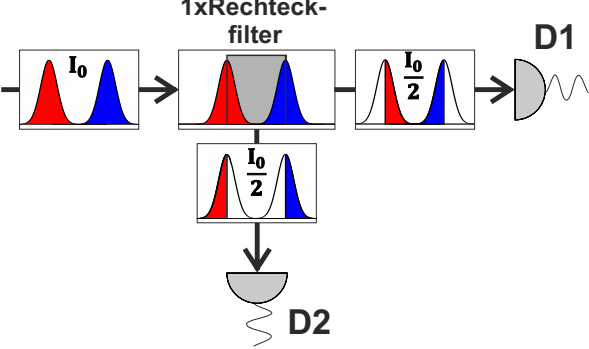
Filterkombination	Antwort-funktion R
	<p>a) <math>\frac{1 \text{ Filterkante (Absorption)}}{2 \text{ Detektoren} / 1 \text{ Frequenz:}}</math></p> $R = \frac{F_1}{F_2}$ $\epsilon = \sqrt{\frac{3}{2N}} \cdot \left( \frac{1}{F_0} \frac{dF}{dv} \right)^{-1}$ $\epsilon(v = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}, N = 10^5) \approx 2,5 \text{ m/s}$
	<p>b) <math>\frac{1 \text{ Filterkante} / 2 \text{ Detektoren}}{1 \text{ Frequenz:}}</math></p> $R = \frac{F_2 - F_1}{F_2 + F_1}$ $\epsilon = \frac{1}{2\sqrt{N}} \cdot \left( \frac{1}{F_0} \frac{dF}{dv} \right)^{-1}$ $\epsilon(v = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}, N = 10^5) \approx 1,0 \text{ m/s}$
	<p>c) <math>\frac{2 \text{ Filterkanten} / 1 \text{ Detektor}}{2 \text{ Frequenzen:}}</math></p> $R = \frac{F_{L1} - F_{R1}}{F_{L1} + F_{R1}}$ $\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2N}} \cdot \left( \frac{1}{F_0} \frac{dF}{dv} \right)^{-1}$ $\epsilon(v = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}, N = 10^5) \approx 1,4 \text{ m/s}$
	<p>d) <math>\frac{2 \text{ Filterkanten} / 2 \text{ Detektoren}}{2 \text{ Frequenzen:}}</math></p> $R = \frac{1}{2} \left( \frac{F_{L1} - F_{R1}}{F_{L1} + F_{R1}} - \frac{F_{L1} - F_{R1}}{F_{L1} + F_{R1}} \right)$ $\epsilon = \frac{1}{2\sqrt{N}} \cdot \left( \frac{1}{F_0} \frac{dF}{dv} \right)^{-1}$ $\epsilon(v = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}, N = 10^5) \approx 1,0 \text{ m/s}$

Tabelle 2: Übersicht mit verschiedenen Varianten der Kantentechnik zur Bestimmung des Doppler-Windes, veranschaulicht an einem idealisierten Rechteckfilter. Die Anzahl der Detektoren und Laserfrequenzen sowie der Filtertyp unterscheiden sich: a) Atomarer Absorptionsfilter, b)-d) nicht-absorbierende Filter (z.B. Etalon). Zum Vergleich der Varianten ist der jeweilige statistische Fehler für ein Rayleigh-Signal ( $\Delta\nu = 1500 \text{ MHz}$ ,  $N = 10^5$  Photonen,  $v = 1 \text{ m/s}$ ) dargestellt.

aber ebenfalls wieder zusätzliche Vorfilter zur Blockung des solaren Untergrundes benötigt. Wie bei c) entfällt ein Abgleich der Detektoren untereinander aber insgesamt ist ein deutlich komplexerer Aufbau notwendig.

Diese Methoden erlauben alle nur eine direkte Bestimmung des Windes und der Dichte, aber nicht der Temperatur. Diese wäre durch weitere Frequenzen bzw. Filter oder anhand der Raman-Streuung oder der Integrationsmethode (Dichte) möglich. In dieser Arbeit wird ein anderer und technisch deutlich aufwendigerer Ansatz mit Verwendung vieler verschiedener Laserpulsfrequenzen realisiert. Die Filter werden dabei nicht nur an einer oder zwei festen Stützstellen untersucht, sondern an vielen Frequenzen ( $N \geq 3$ ) abgetastet. Die so gewonnenen Spektren erlauben die gleichzeitige Untersuchung der Mie- und Rayleigh-Streuung sowie Kalium-Fluoreszenz und damit das parallele Bestimmen verschiedener Parameter wie Wind, Temperatur, Dichte, Kalium- und Aerosolkonzentration. Das optische System besteht dazu aus zwei Nachweis-Kanälen, dem Mie- und Rayleigh-Kanal. Die unterschiedlichen spektralen Breiten der Filter sind dabei an die unterschiedlichen Dopplerbreiten angepasst. Die beiden einzelnen Kanäle entsprechen hierbei jeweils der Anordnung c) in Tabelle 2, welche aufgrund der Kompaktheit und einfacheren Tageslichtfähigkeit anstatt d) verwendet wird. Die Filterkurven werden dazu durch Scannen der Frequenz der Laserpulse über einen breiten Frequenzbereich abgetastet. Die Spektren erlauben eine direkte sowie durch statistische Methoden sehr genaue Bestimmung der Verschiebung und Breite des Atmosphären-Signals und somit des Windes und der Temperatur. Gegenüber den Kanten-Techniken mit einer oder zwei festen Frequenzen unterscheidet sich dieser spektrale Ansatz deutlich und erlaubt die gleichzeitige Charakterisierung verschiedener atmosphärischer Parameter. Die Effizienz ist dabei abhängig von der Anzahl und Verteilung der Frequenzen. Verschiedene Möglichkeiten werden dazu in Abschnitt 3.2 näher beschrieben. Die Schmalbandigkeit der Mie-Streuung erlaubt hierbei eine hohe Wind-Sensitivität. Während des Lidar-Messbetriebs ermöglichen verschiedene Referenzmessungen eine kontinuierliche Charakterisierung der Filter und Laser. Das Scannen der Laserfrequenz erlaubt dabei andere Ansätze bei der Laser- und Filter-Stabilisierung anhand der spektralen Verteilung. Das Verfahren wurde zuvor im frequenzscannenden Eisen- und Kalium-Lidar des IAP [120, 67] ohne schmalbandigen Kanal entwickelt, sowie erfolgreich eingesetzt und wird in verbesserter Form in dieser Arbeit verwendet. Im Gegensatz zu den beiden alten Systemen, werden in dieser Arbeit die spektralen Breiten durch ein neues Lasersystem und durch eine Kombination aus verschiedenen Filtern deutlich reduziert, wodurch die Genauigkeit der Wind- und Temperaturbestimmung erhöht wird. Der zusätzliche schmalbandige Mie-Kanal erlaubt außerdem mit Hilfe eines neuen spektralen Ansatzes die Trennung der verschiedenen Streuprozesse bzw. das Bestimmen der Signalanteile anhand der Dopplerbreiten, was in Abschnitt 3.3 beschrieben wird. Die Schmalbandigkeit des Filters im Mie-Kanal führt dabei zu einer um mehrere Größenordnungen erhöhte Sichtbarkeit von Aerosolen und zu einer hohen Wind-Sensitivität. Ein weiterer neuer Ansatz erlaubt bei den Referenzmessungen eine genauere und einfachere Stabilisierung der Filter und des Lasers. Allgemein bietet das Bestimmen der spektralen Verteilung trotz der deutlich aufwändigeren Lasertechnik viele Vorteile und neue Möglichkeiten bei der Untersuchung der Atmosphäre. Neben einer genauen Temperatur- und Windbestimmung ist hiermit auch die hochauflösende Spektroskopie der Aerosole und Metallschichten möglich.

### 3.2 Reduzierung der spektralen Breite und Scannen der Frequenz

Die Reduzierung der spektralen Breiten des Lasers und Filters ermöglicht, wie im vorherigen Abschnitt 3.1 beschrieben, eine Erhöhung der Sensitivität bei der Windbestimmung. In Abbildung 3.3 sind dazu die Antwortfunktion  $R$  eines Rayleigh- und Mie-Signals an einer Rechteck-Filterkante, für eine Laserfrequenz (links) und für fünf verschobene Laserfrequenzen (rechts) dargestellt. Aufgrund der geringeren spektralen Breite des Mie-Signals von  $\Delta\nu_{\text{Mie}} \hat{=} \Delta\nu_{\text{Laser}} < 3,3 \text{ MHz}$  ist bei entsprechend schmalbandiger Filterung der Messbereich hier auf etwa  $\pm 1 \text{ m/s}$  begrenzt. Dagegen reicht beim Rayleigh-Signal wegen der deutlich größeren Dopplerbreite von typischerweise  $\Delta\nu_{\text{Rayleigh}} = 1300 - 1500 \text{ MHz}$  der Messbereich über mehrere  $100 \text{ m/s}$ . Mit dem schmalbandigen Mie-Signal wird aufgrund der steileren Flanken der spektralen Verteilung eine um  $\Delta\nu_{\text{Rayleigh}}/\Delta\nu_{\text{Mie}} = 260 - 300$  höhere Sensitivität für Doppler-Wind erzielt. Dies ist auch in Abbildung 3.3 links gut an den unterschiedlichen Anstiegen der Kurven, welche die jeweiligen Sensitivitäten entsprechen, zu erkennen.

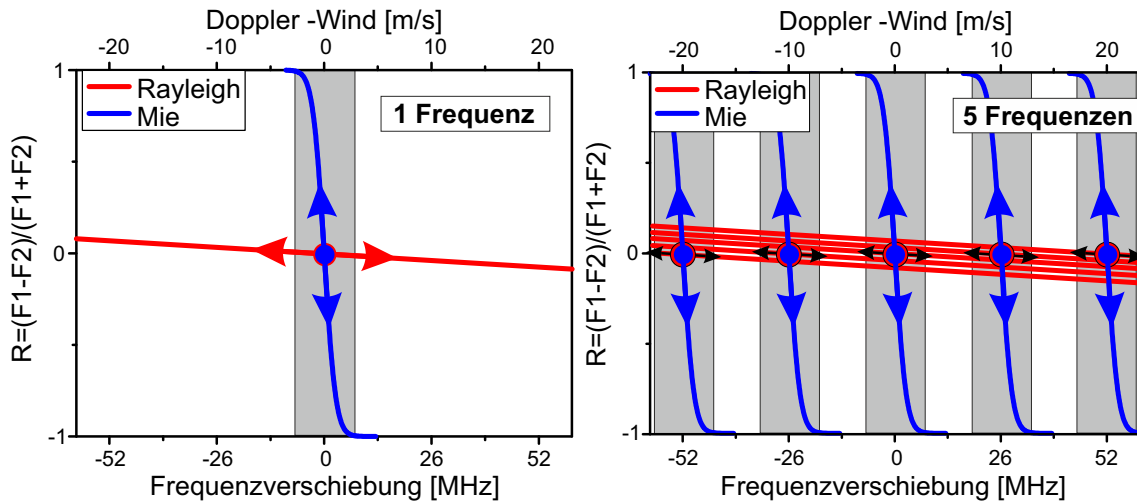


Abbildung 3.3: Erweiterung des Wind-Messbereichs durch Verwendung mehrerer Laserfrequenzen, veranschaulicht anhand der Rayleigh- und Mie-Streuung wie im vorherigen Abschnitt. Dargestellt ist links die Verwendung einer und rechts mehrerer Laserfrequenz. Der gesamte Messbereich wird mit erhöhter Wind-Sensitivität durch Verwendung mehrerer Frequenzen, bspw. durch Scannen der Laserfrequenz, abgedeckt.

Neben der höheren Sensitivität, welche durch den spektralen Verlauf (Kantensteilheit) des dopplerverbreiterten Lasers und der Filter gegeben ist, muss auch die Signalstärke bzw. der SNR berücksichtigt werden. Bei der Mie-Streuung konzentriert sich dabei das ganze gestreute Signal auf einen deutlich kleineren spektralen Bereich als bei der Rayleigh-Streuung. Dies führt zu einem bis zu  $\Delta\nu_{\text{Rayleigh}}/\Delta\nu_{\text{Mie}} = 260 - 300$  höheren SNR. Der Fehler bei der Windbestimmung, welcher durch die Sensitivität und SNR gegeben ist, wird somit um bis zu  $(\Delta\nu_{\text{Rayleigh}}/\Delta\nu_{\text{Mie}})^2 \approx 70000 - 90000$  reduziert. Trotz geringeren Wirkungsquerschnitts und stark variabler Konzentration der Aerosole sind daher mit dem Mie-Signal gerade in der Stratosphäre auch kleine Windgeschwindigkeiten sehr genau bestimmbar. In dieser Arbeit wird daher als Erweiterung zum breitbandigen Rayleigh-Kanal ein schmalbandiger Mie-Kanal integriert, mit deutlich geringerer spektraler Breite des Filters und Lasers gegenüber herkömmlichen Rayleigh-Lidars. Die geringe spektrale Breite führt dabei aber auch zu ei-

ner starken Begrenzung des Messbereichs, wodurch hohe Windgeschwindigkeiten nicht mehr messbar sind. Der Messbereich ist hier auf etwa  $\pm 2,6$  MHz bzw.  $|v| < 1$  m/s reduziert, was in Abbildung 3.3 links mit dem grauen Bereich dargestellt ist. Um den benötigten Messbereich abzuschätzen, werden nachfolgend kurz die zu erwarteten Doppler-Verschiebungen vorgestellt. Typische vertikale Windgeschwindigkeiten der Atmosphäre liegen im Bereich von wenigen cm/s. Diese Windgeschwindigkeiten entsprechen Doppler-Verschiebungen von wenigen kHz ( $2,6 \text{ MHz} \hat{=} 1 \text{ m/s}$ ) und liegen somit noch innerhalb des Messbereichs. Im Gegensatz dazu weisen horizontale Winde Geschwindigkeiten von über  $\pm 100$  m/s auf, was Doppler-Verschiebungen von  $\pm 260$  MHz entspricht. Zu beachten ist bei den Windmessungen die Ausrichtung des Teleskops. Durch Verkippen des Teleskops gegenüber der vertikalen Achse wird neben der vertikalen  $v_{\text{vertikal}}$  auch die horizontale Windkomponente  $v_{\text{horizontal}}$  erfasst. Deren Anteile sind mit

$$v_{\text{LOS}} = \sin(\alpha)v_{\text{horizontal}} + \cos(\alpha)v_{\text{vertikal}} \quad (3.5)$$

abhängig vom Kippwinkel  $\alpha$ . Bei einem Kippwinkel von bspw.  $30^\circ$  erhält man somit einen Anteil des horizontalen Windes von 50% und des vertikalen Windes von 87%. Horizontale Windgeschwindigkeiten von  $\pm 100$  m/s entsprechen dann Doppler-Verschiebungen von  $\pm 130$  MHz, anstatt  $\pm 260$  MHz. Bei zu kleinen Kippwinkeln wären kleine horizontale Windgeschwindigkeiten nicht mehr nachweisbar. Um auch große Doppler-Verschiebungen mit dem schmalbandigen Kanal zu erfassen, ist das Verwenden mehrerer zum Filter verschobener Laserfrequenzen bzw. Scannen der Laserfrequenz möglich, was in dieser Arbeit genutzt wird. In Abbildung 3.3 rechts ist dies am Beispiel von fünf verschobenen Frequenzen des gesendeten Lasers dargestellt. Hierdurch werden die schmalen Messbereiche verschoben und dadurch erweitert. Durch Verwendung weiterer Frequenzen kann so der komplette Bereich erfasst werden. Die Signalstärke wird hierbei auf die einzelnen Frequenzen aufgeteilt. Im Vergleich zu einem breiten Filter und nur einer Laserfrequenz wird aufgrund der reduzierten spektralen Breite dennoch ein geringerer Fehler erzielt, was abhängig von der Anzahl und Position der Laserfrequenzen ist.

#### **Frequenzscan und Abtastung**

Aufgrund der höheren Kantensteilheit werden bei der Windbestimmung Frequenzen in den Flanken der spektralen Verteilung bevorzugt, da man hier die höchste Sensitivität für Wind erhält. Werden zusätzlich noch Frequenzen im Zentrum der spektralen Verteilung erfasst, ist außerdem aus der Signalstärke der Rayleigh-Streuung die Luftdichte und damit die Änderung der Temperatur und bei der Mie-Streuung die Aerosolkonzentration bestimmbar. Eine Temperaturbestimmung ist anhand der Kalium-Fluoreszenz erhältlich und wird dabei anhand der Form der spektralen Verteilung bestimmt. Eine gleichmäßige Abtastung bei vielen Frequenzen ist hier vorteilhafter, reduziert aber gleichzeitig die Sensitivität bei der Windbestimmung. Bei der Verteilung der Laserfrequenzen müssen zudem die unterschiedlichen Dopplerbreiten der Streuprozesse berücksichtigt werden. Für die Verteilung dieser Frequenzen gibt es je nach Schwerpunkt der Messungen (Wind, Temperatur und/oder Dichte) mehrere Möglichkeiten. Dazu ist in Abbildung 3.4 links die spektrale Abtastung für eine gleichmäßige und zum Vergleich rechts eine nicht-gleichmäßige Frequenzverteilung am Beispiel der Mie- und Rayleigh-Streuung dargestellt. Die gleichmäßige Verteilung wird im System zunächst eingesetzt zur Entwicklung und Testen der Laser- und Filterstabilisierung sowie der Datenauswertung. Die dargestellte nicht-gleichmäßige Verteilung der Laserfrequenzen ähnelt der Verteilung des alten frequenzscannenden Fe-Lidar.

Beim Scannen wird die Laserfrequenz dabei zeitlich stark nichtlinear verfahren, was technisch aber aufgrund der Trägheit des Piezospiegels im Laser nur begrenzt möglich ist. Für das neue



System wurde deshalb die Laserstabilisierung weiterentwickelt, was später im Kapitel 4 näher vorgestellt wird und was zukünftig deutlich aufwendigere Verteilungen der Laserfrequenzen erlauben wird.

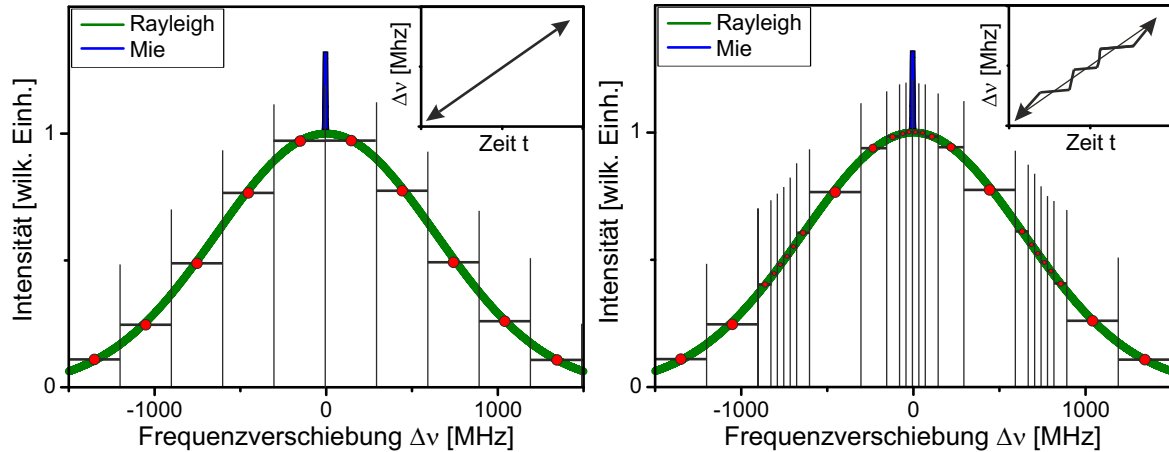


Abbildung 3.4: Verteilung der Laserpulsfrequenzen bzw. Frequenzintervalle. Links: linear mit gleichmäßiger Verteilung. Rechts: nichtlinear, höhere Abtastung in den Flanken (Rayleigh-Signal) und im Zentrum (Mie-Signal) zur genaueren Bestimmung der Doppler-Breite und -Verschiebung.

Das Ziel ist eine möglichst hohe Sensitivität für Wind, Temperatur, Dichte usw. bei den jeweiligen Streuprozessen. Die unterschiedlichen Dopplerbreiten müssen dabei beachtet werden. Die gleichzeitige Untersuchung der Mie- und Rayleigh-Streuung sowie Kalium-Fluoreszenz erlaubt hierbei die Erfassung eines durchgängigen Höhenbereichs der Atmosphäre von 10–100 km und darüber hinaus. Eine mögliche Verteilung, die mit dem neuen System realisiert werden kann, ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Laserfrequenzen werden dabei auf fünf Frequenzbänder aufgeteilt, welche in der Abbildung nummeriert sind. In den Flanken der Verteilung wird dabei die höchste Wind-Sensitivität bei den entsprechenden Streuprozessen erreicht. Dies wird bei der Rayleigh-Streuung mit dem dritten Frequenzband, bei der Kalium-Fluoreszenz mit dem zweiten Frequenzband und bei der Mie-Streuung mit dem ersten Frequenzband erzielt. Mit dem mittleren Frequenzband wird außerdem die Signalstärke der unterschiedlichen Streuprozesse ermittelt. Neben der Doppler-Verschiebung werden so auch die Doppler-Verbreiterung und Signalstärke bestimmt. Die Signalanteile können hierbei den einzelnen Streuprozessen zugeordnet werden. Eine neue optische Methode wurde dazu entwickelt und wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben. Mit dem neuen System wird dadurch eine hohe Sensitivität gleichzeitig für Wind, Temperatur, Luftdichte und Aerosolkonzentration über einen großen Höhenbereich erreicht. Diese Kombination sowie die Kompaktheit des Systems sind einzigartig. Andere Verteilungen lassen sich per Software realisieren, sofern die dynamischen Eigenschaften des Seeder-Lasers ausreichen. Die verwendeten Techniken unterscheiden sich außerdem aufgrund des frequenzscannenden Ansatzes zum Teil deutlich gegenüber herkömmlichen Lidars und werden in Kapitel 4 näher beschrieben.

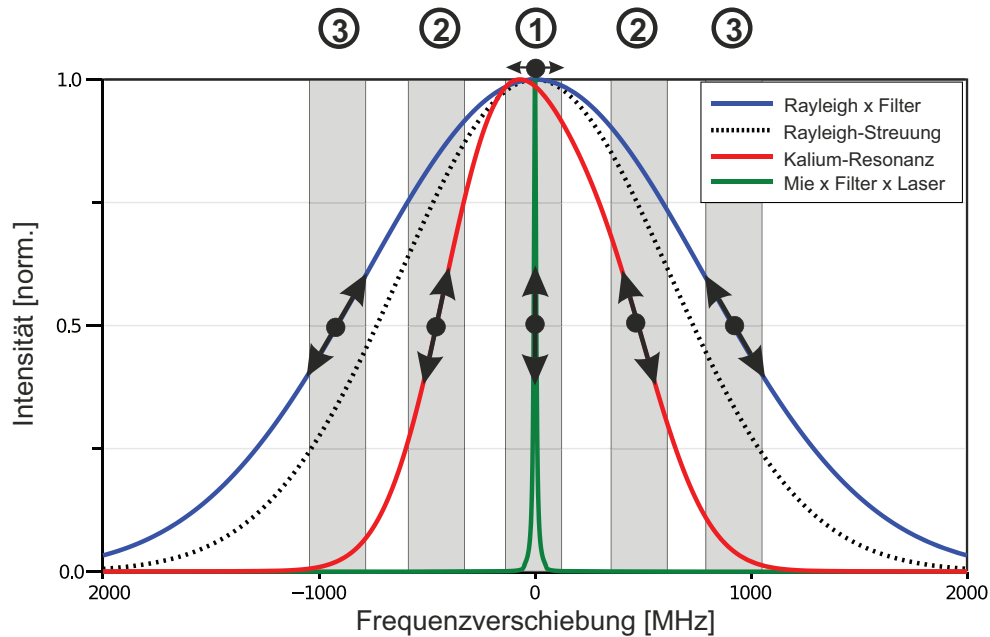


Abbildung 3.5: Bevorzugte Frequenzbereiche mit hoher Sensitivität bei der Wind- und Temperaturbestimmung der verschiedenen Signale.

### 3.3 Optische Trennung des Mie- und Rayleigh-Signals

Die Kombination verschiedener Filter und das Scannen der Laserfrequenz erlaubt neben der Wind- und Temperaturbestimmung auch eine Trennung der Streusignale anhand ihrer unterschiedlichen Dopplerbreiten. Das Scannen der Laserfrequenz und die spektrale Analyse der Verteilung erlaubt hierbei das Bestimmen der verschiedenen Signalanteile in den einzelnen Kanälen. Die gleichzeitige Anwesenheit von Mie- und Rayleigh-Streuung in einer Höhe kann hierdurch bei der Wind- und Temperaturbestimmung berücksichtigt und korrigiert werden. In diesem Abschnitt wird diese neue Methode zunächst allgemein vorgestellt und anschließend auf die spektralen Anforderungen an die Filter- und Laserparameter eingegangen.

#### 3.3.1 Darstellung der Methode

In Abbildung 3.6 a) und b) ist die spektrale Trennung der Signale anhand der Dopplerbreiten und anschließender Bestimmung der Signalanteile am Beispiel der Rayleigh- und Mie-Streuung mit Rechteckfiltern für zwei verschiedene Laserfrequenzen schematisch dargestellt. In a) sind die Zentralwellenlängen der Filter und des Mie- und Rayleigh-Signals identisch und in b) unterschiedlich. Neben dem schmalbandigen Mie- und breiten Rayleigh-Signal ist der deutlich breitbandigere solare Untergrund dargestellt.

In Abbildung 3.6 a) ist zunächst der Fall für gleiche Zentralwellenlängen der Filter und des Mie- und Rayleigh-Signals dargestellt. Ein spektral breiter Filter dient als Tageslichtfilter zur Trennung des Mie- und Rayleigh-Signals vom solaren Untergrund sowie zum Bestimmen des Doppler-Windes (Rayleigh). Abhängig von der Filterbreite und -form kann der solare Untergrund hierdurch stark reduziert werden. Eine vollständige Unterdrückung ist dabei aufgrund des gleichzeitigen Verlustes des Rayleigh- und Mie-Signals aber nicht möglich. Der verbleibende solare Untergrund wird im nächsten Abschnitt 3.4 für verschiedene Filterkombinationen

verglichen.

Nach der breitbandigen Filterung („planares Etalon“) wird das Mie- und Rayleigh-Signal durch einen weiteren aber deutlich schmalbandigeren Filter („konfokales Etalon“) getrennt. Das transmittierte Signal setzt sich dann hauptsächlich aus dem schmalbandigen Mie-Signal sowie dem jetzt deutlich reduzierten Rayleigh-Signal und solaren Untergrund zusammen. Dagegen setzt sich das geblockte Signal hauptsächlich aus dem Rayleigh-Signal und dem verbleibenden solaren Untergrund zusammen. Dabei wird eine nahezu vollständige Unterdrückung bzw. Trennung des Mie-Signals um viele Größenordnungen mit einem idealen schmalbandigen Filter bei perfekter Blockung und Transmission erreicht.

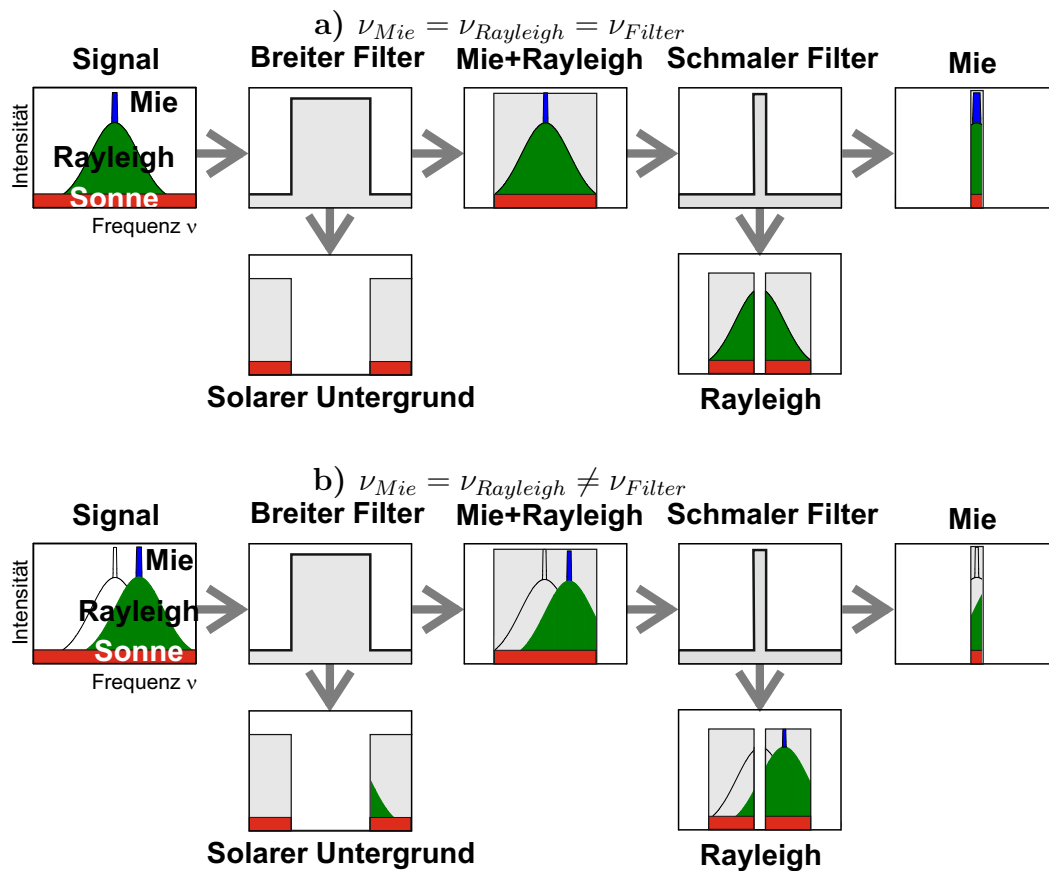


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Trennung von Streuprozessen anhand der Dopplerbreite am Beispiel von Mie (blau)- und Rayleigh (grün)-Streuung mit solarem Untergrund (rot) und Rechteckfilter. Die Zentralwellenlängen der Filter und des Mie- und Rayleigh-Signals sind in a) identisch und in b) unterschiedlich.

Werden dagegen die Zentralwellenlängen der Filter oder des Lasers verschoben, wie in Abbildung 3.6 in b) dargestellt, wird das zuvor transmittierte Mie-Signal vollständig geblockt. Das transmittierte Signal setzt sich dann nur aus einem schmalbandig gefilterten Teil des Rayleigh-Signals und des reduzierten solaren Untergrundes zusammen. Der Rayleigh-Anteil mit solarem Untergrund wird dadurch bestimmt und anschließend zur Trennung der Streuprozesse vom gemischten Mie-Rayleigh-Signal abgezogen. Der verbleibende solare Untergrund

kann dabei in Höhen ohne Rückstreusignal bestimmt und abgezogen werden. Bei genügend schmalbandiger Filterung wird der solare Untergrund vernachlässigbar. Im neuen System ist dadurch selbst mitten am Tag der Detektoruntergrund nur noch durch die Dunkelzählrate des Detektors bestimmt. Mit dem Verfahren sind daher die Signalanteile in beiden Kanälen jedem einzelnen Streuprozess zugeordnet. Die optische Trennung und das Bestimmen der Signalanteile ist hierbei separat für das transmittierte und reflektierte Signal in den beiden Kanälen unabhängig voneinander durchführbar, was den Fehler reduziert.

Durch Scannen der Laserfrequenz sind die Rayleigh- und Mie-Signalanteile somit sehr genau bestimmt. Aufgrund der Schmalbandigkeit des Mie-Kanals wird die Sichtbarkeit von Aerosolen gegenüber herkömmlichen Verfahren deutlich erhöht und selbst schwache Signale sind so noch unterscheidbar. Beim Scannen der Frequenz wird außerdem das Spektrum sehr schmalbandig abgetastet und spektral hochaufgelöst bestimmt, was eine genaue Wind- und Temperaturbestimmung ermöglicht. Gegenüber der Rayleigh-Streuung wird hierbei bei entsprechend schmalbandiger Filterung eine um mehrere Größenordnungen höhere Sensitivität für Doppler-Wind erreicht.

Mit dem spektralen Ansatz und dem schmalbandigen Mie-Kanal ergeben sich mehrere Vorteile gegenüber dem breitbandigen Rayleigh-Kanal und somit auch gegenüber herkömmlichen Systemen. Nachfolgend werden diese kurz dargestellt:

- Untergrundfreie Aerosolmessungen auch am Tage mit hoher Sichtbarkeit von Aerosolen.
- Windmessungen an Aerosolen mit hoher Sensitivität. Neben Aerosolmessungen in der Troposphäre/Stratosphäre beinhaltet dies auch NLC-Messungen in der Mesosphäre.
- Rayleigh-Signal mit geblocktem bzw. reduziertem Mie-Anteil zur Bestimmung der Rayleigh-Temperatur auch bei Anwesenheit von Aerosolen, insbesondere in Höhen unterhalb von 30 km. Durch Scannen der Laserfrequenz werden dafür die Rayleigh- und Mie-Anteile in beiden Kanälen sehr genau bestimmt.
- Über zwei Größenordnungen reduziertes Rayleigh-Signal im Mie-Kanal aufgrund der Schmalbandigkeit. Dies ermöglicht das Bestimmen der Rayleigh-Temperatur auch in niedrigen Höhen mit sonst zu starkem Rayleigh-Signal und Sättigung der Detektoren.

Zusammenfassend sind somit u.a. Wind- und Temperaturmessungen auch bei Anwesenheit von sonst störenden Aerosolen möglich. Bei den Windmessungen führt die Anwesenheit von Aerosolen sogar zu einem deutlich reduzierten Fehler. Bei Abwesenheit von Aerosolen ist die Genauigkeit der Wind- und Temperaturmessungen anhand der Rayleigh-Streuung und Kalium-Fluoreszenz vergleichbar zu herkömmlichen bzw. vorherigen Systemen. Mit dem neuen System wird ein durchgängiger Höhenbereich von 10 – 100 km erfasst, wozu nur der Rayleigh- und Mie-Kanal benötigt wird. Die Temperaturbestimmung anhand der Raman-Streuung, wie in anderen Systemen, ist dabei nicht notwendig. Der optische Aufbau ist gleichzeitig deutlich reduziert und erlaubt daher einen sehr kompakten Aufbau im neuen System.

#### 3.3.2 Anforderungen an die spektrale Breite der Filter und des Lasers

Allgemein ist das Gelingen des Verfahrens abhängig von der spektralen Auflösung der gemessenen Spektren und der Weite des Frequenzbereichs. Neben der Dopplerbreite ist die Schmalbandigkeit und die spektrale Form der Filter sowie des Lasers besonders wichtig und

damit auch abhängig von der Pulsdauer bzw. Höhenauflösung. Die spektralen Anforderungen werden in diesem Abschnitt am Beispiel von Etalon-Filtern und bandbreitenbegrenzten Laserpulsen (Fourier-Limit) beschrieben. Bei einem Etalon-Filter wird das geblockte Signal reflektiert und kann durch Ausnutzen der Polarisierung nahezu verlustfrei vom Eingangssignal getrennt werden (siehe auch Anhang A). Das transmittierte und das geblockte Signal können anschließend auf verschiedene Detektoren erfasst werden. Die zuvor beschriebene Trennung der Signale kann somit realisiert werden. Im Vergleich dazu geht bei einem atomaren Absorptionsfilter das geblockte Signal verloren. Als Filterkombination werden in dieser Arbeit ein breiter und ein schmalbandiger Etalon-Filter verwendet. Zunächst wird hier die Abhängigkeit der Transmission von der Filterbreite für verschiedene Höhenauflösungen betrachtet. Dabei werden die spektrale Breite des Lasers sowie die verschiedenen Dopplerbreiten der Streuprozesse berücksichtigt. Anschließend wird im Abschnitt 3.3.3 für verschiedene Höhenauflösungen die Möglichkeit der optischen Trennung der Signale in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung dargestellt.

Zunächst wird hier der spektrale Verlauf der verschiedenen Komponenten ähnlich des neuen Systems betrachtet. In Abbildung 3.7 sind dazu in linearer (links) und logarithmischer Darstellung (rechts) der spektrale Verlauf der Mie- und Rayleigh-Streuung sowie des Lasers und von zwei Etalon-Filtern mit unterschiedlichen Filterparametern abgebildet. Dargestellt sind hier als breitbandiger Filter ein planares Etalon ( $\mathcal{F} = 100$ ,  $L = 0,5$  mm, FSR = 200 GHz,  $\Delta\nu = 2000$  MHz) und als schmalbandiger Filter ein konfokales Etalon ( $\mathcal{F} = 130$ ,  $L = 75$  mm, FSR = 1 GHz,  $\Delta\nu = 7,5$  MHz). Für eine vereinfachte Darstellung wurde hier ein etwas breiteres planares Etalon verwendet. Im realen System wird ein planares Etalon mit  $\mathcal{F} = 150$ ,  $L = 0,5$  mm, FSR = 200 GHz,  $\Delta\nu = 1330$  MHz verwendet, was etwa der spektralen Breite der Rayleigh-Streuung entspricht. Die spektrale Breite des schmalbandigen Filters entspricht etwa der spektralen Breite des Lasers, welche bei der Mie-Streuung dominiert. Der Laser wird hier mit 4 MHz und als lorentzförmig angenommen.

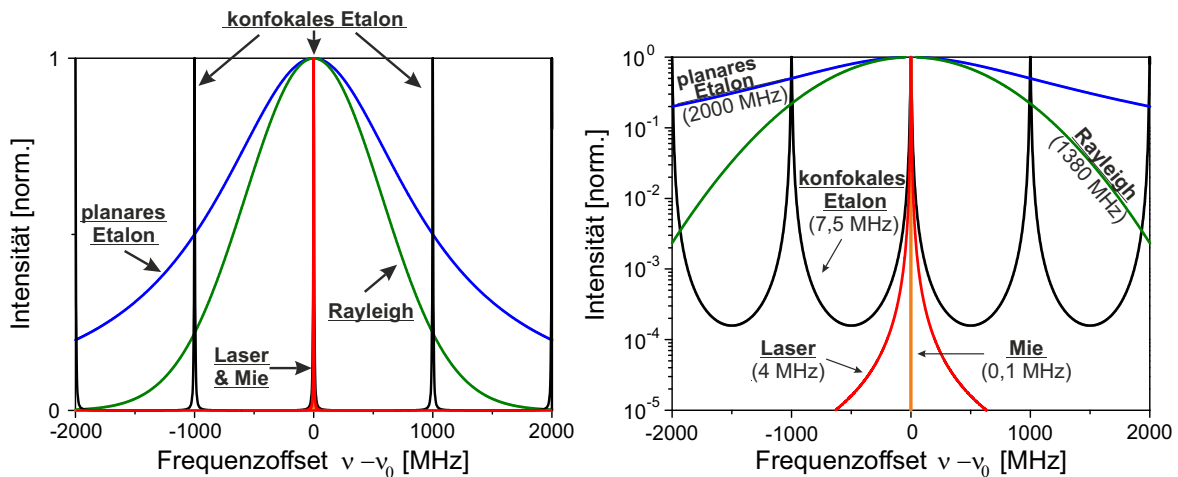


Abbildung 3.7: Spektraler Verlauf in linearer (links) und logarithmischer Darstellung (rechts) einer Filterkombination mit zwei Etalon-Filtern, ähnlich des realen Systems. Dargestellt sind die Rayleigh-Streuung ( $\Delta\nu = 1380$  MHz), Mie-Streuung ( $\Delta\nu < 0,1$  MHz), Laser (lorentzförmig,  $\Delta\nu = 4$  MHz), planares Etalon (FSR = 200 GHz,  $\Delta\nu = 2000$  MHz,  $\mathcal{F} = 100$ ), konfokales Etalon (FSR = 1 GHz,  $\Delta\nu = 7,5$  MHz,  $\mathcal{F} = 130$ ).

Im Gegensatz zu den idealisierten Rechteckfiltern weisen die Etalon-Filter mit der Airy-Funktion einen periodischen im Zentrum lorentzförmigen Verlauf auf. Der geringe FSR des konfokalen Etalons von 1 GHz beruht auf der einfacheren Realisierung und Verfügbarkeit des Etalons.

In Abbildung 3.8 ist zunächst die Transmission eines Etalon-Filters in Abhängigkeit der Filterbreite für verschiedene Höhenauflösungen bzw. spektrale Breiten des Lasers zu sehen und anschließend in Abbildung 3.9 speziell bei den Dopplerbreiten der Mie- und Rayleigh-Streuung. Je nach Höhenauflösung bzw. Pulsdauer erhält man, wie bereits in Abbildung 2.3 dargestellt, aufgrund des Fourier-Limits eine andere spektrale Breite des Lasers. Je kürzer der Laserpuls, desto breiter ist das Spektrum. Die Transmission verschiedener spektraler Formen sind im Anhang A.2 dargestellt, was auch zur Analyse der spektralen Form des Lasers verwendet werden kann.

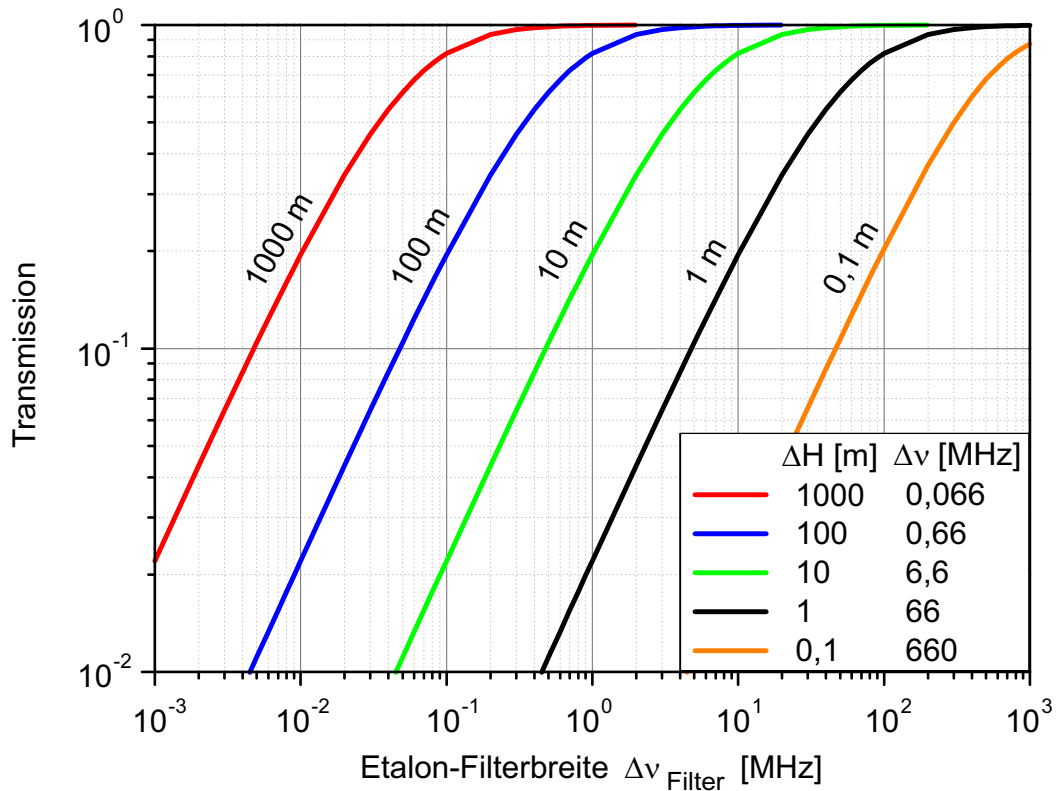


Abbildung 3.8: Etalon-Transmission in Abhängigkeit der Filterbreite für verschiedene Höhenauflösungen bzw. spektrale Breiten des Lasers (Fourier-Limit).

In Abbildung 3.8 ist die Etalon-Transmission für verschiedene Höhenauflösungen bzw. spektrale Breiten dargestellt. Je länger der Laserpuls ist, das heißt je größer die Höhenauflösung ist, desto schmalbandiger ist auch die Filterung mit hoher Transmission möglich. Die Schmalbandigkeit führt hierdurch neben der höheren Wind-Sensitivität bei Aerosolen auch zu einer besseren Trennung des Mie- und Rayleigh-Signals, was später gezeigt wird. Dabei nimmt bei zu schmaler Filterung ( $\Delta \nu_{\text{Filter}} < \Delta \nu_{\text{Laser}}$ ) die Transmission stark ab. Gleichzeitig dominiert dann der Laser die spektrale Breite der Faltung von Filter mit Laser. Dadurch nimmt die Transmission ab, aber die Wind-Sensitivität bleibt gleich, was zu einem höheren Fehler

führt. So wird bspw. bei einer 100 m-Höhenauflösung (etwa 0,66 MHz) das Signal für Filterbreiten bis etwa 5 MHz nahezu vollständig transmittiert. Eine Reduzierung der Filterbreite führt bis dahin zu einer Erhöhung der Sensitivität, bei gleichbleibender Signalstärke und dadurch zu einer Reduzierung des Fehlers. Für Filterbreiten unterhalb der Halbwertsbreite des Lasers nimmt die Transmission ab und der Fehler steigt. Ein weiterer Aspekt bei der Etalon-Transmission sind die Verluste im Filter. Bei einer Reduzierung der Filterbreite kommt es zu einer Erhöhung der Finesse. Die somit höhere Anzahl der Umläufe im Etalon führt dabei u.a. wegen der Absorption in den Spiegeln zu höheren Verlusten. Eine beliebig schmalbandige Filterung ist daher nicht möglich. Die Verringerung der Etalon-Transmission aufgrund von Verlusten ist im Anhang A für verschiedene Finesse und Absorptionskoeffizienten zu sehen. In dieser Arbeit wurde ein konfokales Etalon mit  $\text{FSR} = 1 \text{ GHz}$  und einer Finesse von 130 ( $\Delta\nu = 7,5 \text{ MHz}$ ) mit einer maximalen Transmission von 45% verwendet. Die Transmission weicht daher nur geringfügig von der theoretischen maximalen Transmission eines konfokalen Etalons von maximal 50% ab. Verschiedene Etalon-Filter wurden in der spektralen Verteilung und Transmission getestet, sodass die Filterbreite zum Laser und zu den Dopplerbreiten angepasst ist. Trotz der geringen spektralen Breite wird dadurch eine hohe Filter-Transmission bzw. System-Effizienz und ein geringer Fehler erzielt.

Bei der Windbestimmung an Aerosolen und beim Bestimmen der Signalanteile müssen die unterschiedlichen Dopplerbreiten der Mie- und Rayleigh-Streuung berücksichtigt werden. In Abbildung 3.9 ist dazu die Transmission eines Etalon-Filters in Abhängigkeit der Filterbreite für die Mie- und Rayleigh-Signale dargestellt. Die spektrale Breite des Lasers wurde hier vernachlässigt. Bei herkömmlichen Rayleigh-Lidars limitiert die spektrale Breite des Lasers die Schmalbandigkeit der Filterung und damit die Untersuchung der Signalanteile, was später näher beschrieben wird. Im neuen System liegen die Filterbreiten des Mie- und Rayleigh-Kanals im Bereich der Dopplerbreiten der Signale, um eine hohe Transmission und Wind-Sensitivität zu erreichen. Die verwendeten Filter sind in der Abbildung zusätzlich eingezeichnet. Die unterschiedlich starke Transmission des Mie- und Rayleigh-Signals ist deutlich erkennbar und verdeutlicht das Prinzip der erhöhten Sichtbarkeit von Aerosolen bei schmalbandiger Filterung. Bei Verwendung eines Etalon-Filters mit 7,5 MHz spektraler Breite, wie in dieser Arbeit im Mie-Kanal verwendet, ist die Transmission des Rayleigh-Signals bis über 2 bzw. 3 Größenordnungen geringer, als die der Mie-Streuung. Das Rayleigh-Signal wird dadurch gegenüber dem Mie-Signal stark unterdrückt, was zu einer deutlich erhöhten Sichtbarkeit von Aerosolen führt. Die Schmalbandigkeit des Filters und des Lasers sind hierbei entscheidend. Bei Verwendung eines zu breiten Filters oder Lasers ist der Unterschied zwischen den Transmissionswerten des Mie- und Rayleigh-Signals nicht mehr vorhanden. Die erhöhte Sichtbarkeit von Aerosolen sowie die erhöhte Sensitivität bei der Windbestimmung an den Aerosolen wären dann nicht mehr gegeben. In der Abbildung ist außerdem gut zu erkennen, dass bspw. beim planaren Etalon neben den Rayleigh-Signal auch das Mie-Signal vollständig transmittiert wird. Bei Anwesenheit von Aerosolen muss dies bei der Berechnung der Rayleigh-Temperatur berücksichtigt werden.

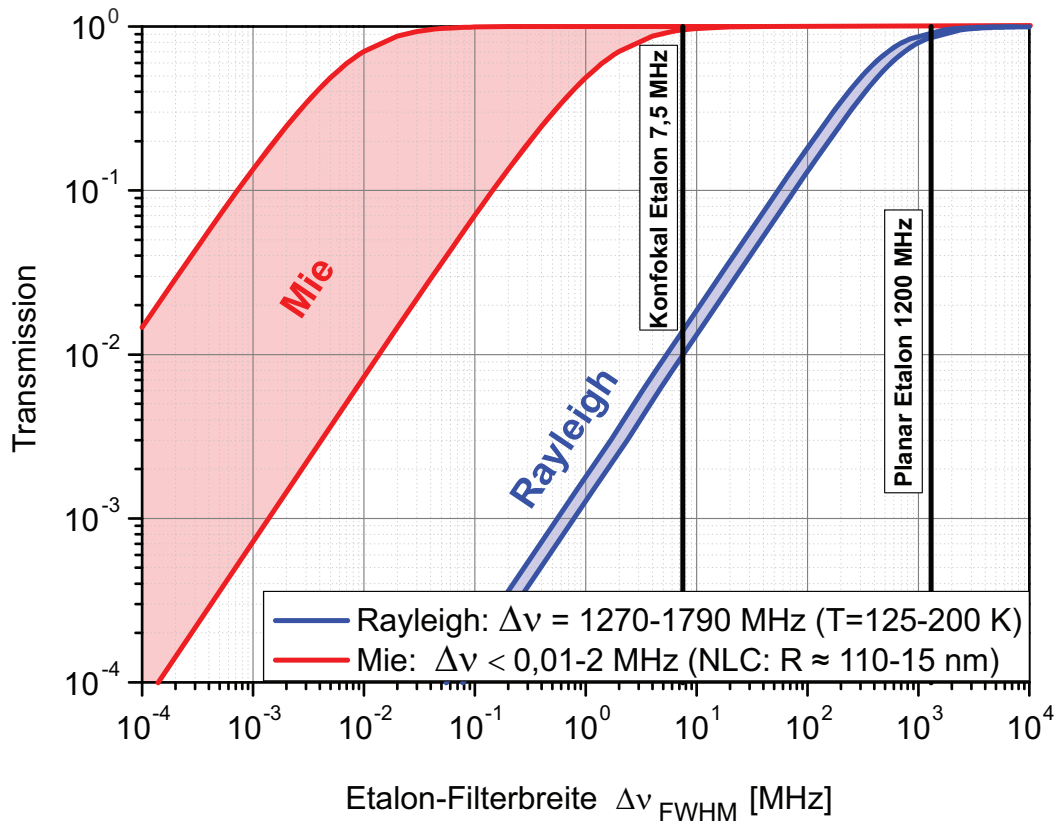


Abbildung 3.9: Etalon-Transmission in Abhängigkeit der Filterbreite für das Mie-Signal (NLC-Eisteilchen mit Radius  $R$ ) und Rayleigh-Signal (verschiedene Temperaturen). Zusätzlich sind die Filterbreiten des konfokalen und planaren Etalons eingezeichnet. Die starke Blockung des Rayleigh-Signals beim konfokalen Etalon erhöht die Sichtbarkeit von Aerosolen um fast 2 Größenordnungen.

### 3.3.3 Bestimmen der Signalanteile durch Scannen der Laserfrequenz

Wie im vorherigen Abschnitt dargestellt, erhöht die schmalbandige Filterung die Sichtbarkeit von Aerosolen. Das zusätzliche Scannen der Laser-Frequenz erlaubt außerdem eine genaue Bestimmung der Signalanteile der Mie- und Rayleigh-Streuung. Beim Verschieben der Laserfrequenz ändert sich dabei aufgrund der unterschiedlichen spektralen Breiten der Signale das Verhältnis des Mie-/Rayleigh-Signalanteils im schmalbandigen Kanal. Neben der Schmalbandigkeit des Filters und Lasers ist hier auch die Weite des scannenden Frequenzbereichs wichtig, was in diesem Abschnitt näher beschrieben wird.

In Abbildung 3.10 ist hierzu die Transmission des Mie- und Rayleigh-Signals für verschiedene Höhenauflösungen bzw. spektrale Laserbreiten in Abhängigkeit von der Frequenzverschiebung des Lasers dargestellt. Die Abbildung zeigt somit welche Frequenzverschiebung und welche spektrale Filter- und Laser-Breite für eine ausreichende Blockung zum Bestimmen der Signalanteile im Mie-Kanal notwendig sind. Die Filterbreite wurde hier der jeweiligen Höhenauflösung angepasst. Bei der 10 m-Höhenauflösung wurde bspw. eine Filterbreite von 100 MHz, bei 100 m dann 10 MHz, usw. verwendet. Dies erlaubt eine hohe Transmission bei gleichzeitig geringer Filterbreite. Als FSR wurde 1 GHz verwendet, wie auch beim konfokalen Etalon im System.



Das Rayleigh-Signal mit einer Dopplerbreite um 1,5 GHz wird aufgrund der Periodizität des Filters (siehe Abbildung 3.7) bei mehreren Resonanzfrequenzen des Filters transmittiert. Beim Scannen der Laserfrequenz bleibt der Rayleigh-Signalanteil dadurch gleich. In Abbildung 3.10 sind die konstanten Rayleigh-Signalanteile (gestrichelte Linien) beim Verschieben der Laserfrequenz für die verschiedenen spektralen Breiten gut zu erkennen. Dies gilt auch bei den verschiedenen Temperaturen der Atmosphäre und erlaubt hierdurch eine Berechnung der Rayleigh-Temperatur. Die Signalstärke des Rayleigh-Anteils wird, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, durch die schmalbandige Filterung stark reduziert. Bspw. ist bei einer 100 m-Höhenauflösung der Rayleigh-Anteil etwa um 2 Größenordnungen reduziert, wodurch die Sichtbarkeit von Aerosolen stark erhöht wird.

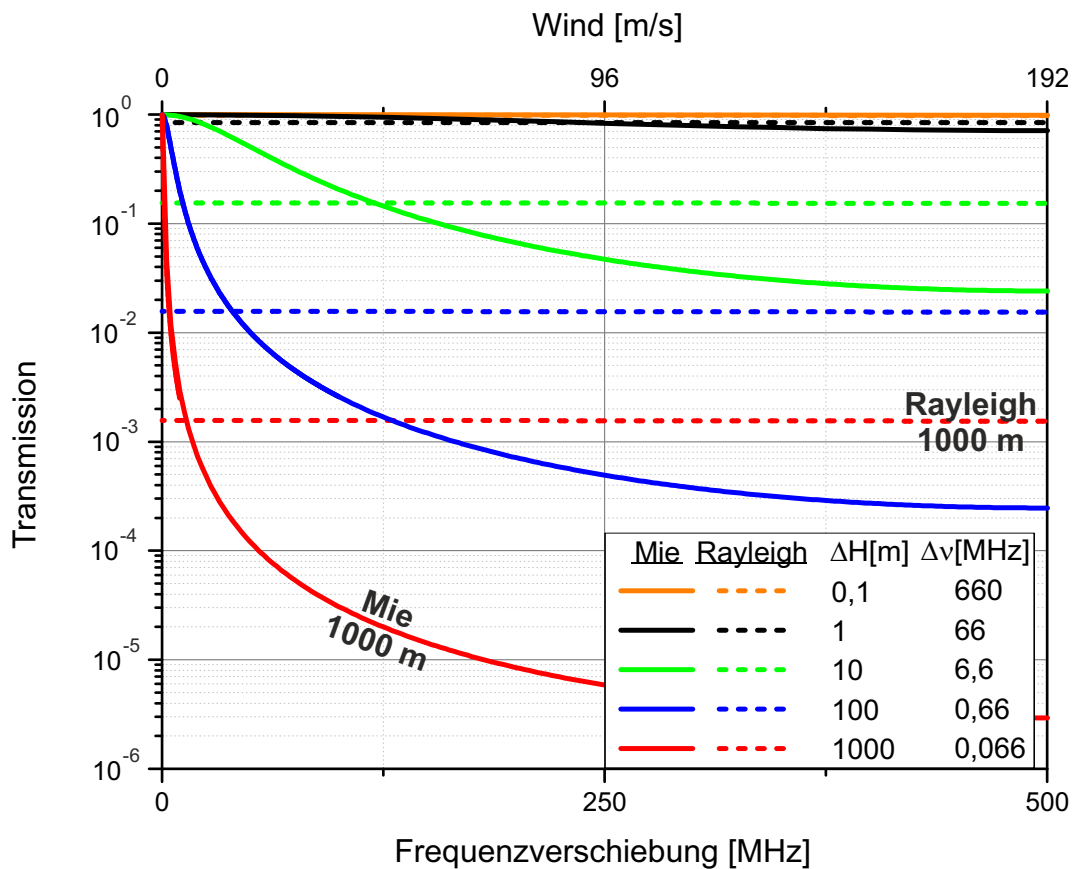


Abbildung 3.10: Etalon-Transmission in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung für das Mie- und Rayleigh-Signal bei verschiedenen Höhenauflösungen bzw. spektralen Laserbreiten (Fourier-Limit). Die Filterbreite ist dabei der spektralen Breite des Lasers angepasst und weist einen FSR von 1 GHz auf. Die geringe Dopplerbreite des Mie-Signals ermöglicht eine variable Blockung durch Verschieben der Laserfrequenz bei nahezu konstanten Rayleigh-Signal. Durch Vergleich der Signale bei verschiedenen Frequenzen können so die Mie- und Rayleigh-Signalanteile bestimmt werden.

Im Gegensatz zum Rayleigh-Signal ist für das schmalbandige Mie-Signal eine deutliche Änderung der Transmission beim Scannen der Laserfrequenz zu erkennen. Die Änderung der Transmission ist dabei stark von der spektralen Breite des Lasers und Filters abhängig. Je größer die Höhenauflösung ist, desto schmalere sind die Laserspektren sowie die Filter möglich und desto

größer ist auch die Blockung des Mie-Signals beim Scannen. Für eine 0,1 m- oder 1 m-Höhenauflösung ist diese Methode, wegen der spektralen Laserbreite (Fourier-Limit) von 660 MHz bzw. 66 MHz, deshalb so nicht anwendbar. Dagegen wird bei  $\Delta H = 10$  m (6,6 MHz) bereits eine Blockung des Mie-Signals von etwa 2 Größenordnungen erreicht, wozu eine Frequenzverschiebung von 500 MHz benötigt wird. Mit schmalbandigeren Lasern sind deutlich höhere Blockungen und außerdem bei geringeren Verschiebungen möglich, was bei  $\Delta H = 100$  m (0,66 MHz) bzw. 1000 m (0,066 MHz) zu erkennen ist. Hier wird eine Blockung von 2 Größenordnungen bereits bei einer Frequenzverschiebung von etwa 50 bzw. 6 MHz erreicht und fast 4 bzw. 6 Größenordnungen bei 500 MHz. Beim Scannen der Laserfrequenz ist somit die Blockung des Mie-Signals stark variabel. Bei weiten Scanbereichen dominiert hier das Rayleigh-Signal deutlich und erlaubt hierdurch das Bestimmen des Mie- und Rayleigh-Signalanteils durch Vergleich der Transmission bei verschiedenen Frequenzen.

Zusammenfassend erlaubt die Verwendung eines schmalbandigen Filters und Lasers somit neben einer hohen Wind-Sensitivität und einer hohen Sichtbarkeit von Aerosolen auch ein genaues Ermitteln der Signalanteile der Mie- und Rayleigh-Streuung. Rayleigh-Temperaturen bei Anwesenheit von Aerosolen können so auch in Höhen unterhalb von 30 km bestimmt werden. Voraussetzung für diese Methode ist die Schmalbandigkeit des Filters sowie des Lasers und dessen Durchstimmbarkeit. Außerdem muss die jeweilige Dopplerbreite bei der Mie- und Rayleigh-Streuung berücksichtigt werden. Die spektrale Breite des Lasers ist hierbei abhängig von der Pulsdauer (Abbildung 2.3) und der Frequenzstabilität. Die spektrale Breite des Filters ist limitiert durch erhöhte Verluste bei hohen Finesse-Werten (siehe Anhang A.1) und die Transmission ist zudem abhängig von der spektralen Form (siehe Anhang A.2). In dieser Arbeit wird ein speziell entwickelter durchstimmbarer Alexandrit-Laser mit einer spektralen Breite von  $< 3,3$  MHz und ein konfokales Etalon mit hoher Transmission (45%) und einer spektralen Breite von 7,5 MHz verwendet. Zum Vergleich: Bei anderen Lidars mit bspw. Nd:YAG-Lasern (z.B. ALOMAR [122]) beträgt die spektrale Breite der Laser etwa 70 MHz bei  $\lambda = 532$  nm und ist die Laserfrequenz nicht durchstimmbar. Gegenüber dem neuen System ist die spektrale Breite somit deutlich erhöht und das Bestimmen der Signalanteile daher nicht ausreichend möglich, was in Abbildung 3.10 zu erkennen ist. Auch im Vergleich zum satellitengebundenen Lidar Aeolus mit einer Linienbreite von 50 MHz im UV bietet der Alexandrit-Laser (UV,  $\Delta\nu \approx 6$  MHz) und das spektrale Verfahren einige Vorteile, wie die hohe Wind- und Temperatursensitivität, Reduktion des solaren Untergrundes und der erweiterte Höhenbereich [56]. Ein Interesse besteht daher auch für Weltraumanwendungen.

### 3.4 Filterkombinationen zur Blockung des solaren Untergrundes

Das Teleskop eines Lidars sammelt neben den in der Atmosphäre gestreuten Photonen des Laserpulses auch Photonen anderer störender Lichtquellen. Insbesondere die breitbandige Sonnenstrahlung überdeckt hierbei schnell die wenigen Photonen aus großen Höhen um einige Größenordnungen. In diesem Abschnitt geht es deshalb um die Reduzierung des solaren Untergrundes, um kontinuierliche Messungen sowohl in der Nacht als auch am Tage durchführen zu können. Es werden verschiedene Filterkombinationen und deren Blockung sowie allgemeine Aspekte zum solaren Untergrund, wie der Standort und die Ausrichtung des Lidars vorgestellt.

Das Sonnenspektrum ähnelt der Strahlung eines idealen Schwarzkörpers mit einer Temperatur von etwa 5770 K [92] mit einem Emissionsmaximum im sichtbaren Wellenlängenbereich. Aufgrund von Absorption in der Photosphäre der Sonne, weist das Solarspektrum verschiedene Einbrüche auf, die sogenannten Fraunhofer-Linien [101]. Die spektrale solare Bestrahlungsstärke ist bei diesen Wellenlängen teilweise bis zu einer Größenordnung geringer. Durch Ausnutzen dieser atomaren Absorptionslinien lässt sich der solare Untergrund je nach Breite und Tiefe der Fraunhofer-Linie deutlich reduzieren. In Abbildung 3.11 ist ein Teil des Solarspektrums und die Fraunhofer-Linien von Kalium bei 766 und 770 nm dargestellt.

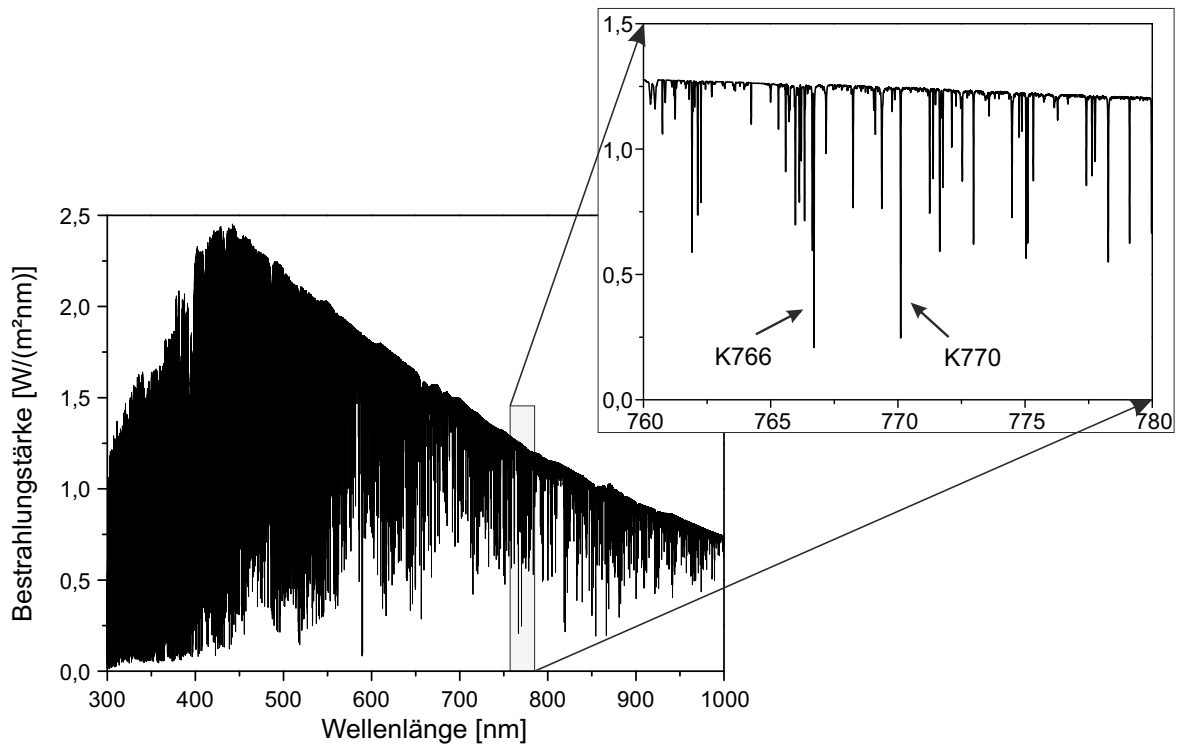


Abbildung 3.11: Sonnenspektrum mit Absorptionen der Fraunhofer-Linien, angepasst aus [14] (Solarreferenzspektrum SAO2010). Die Kalium-Linien bei 770 nm und 766 nm sind hervorgehoben.

Die Absorption und Streuung in der Atmosphäre beeinflusst dabei die Transmission des solaren Untergrundes sowie des Lidarsignals und ist bei einigen Wellenlängen stark reduziert. Aufgrund der höheren Transmission wird daher in dieser Arbeit die Kalium-Linie bei 770 nm verwendet. Die Zwei-Wege-Transmission beträgt hier 0,78 und zum Vergleich bei 385 nm nur

0,3 – 0,35 [107]. Unterhalb von 300 nm kommt es wegen der UV-Absorption durch Ozon zur fast vollständigen Blockung und zunehmender Rayleigh-Streuung ( $\sigma \propto \lambda^{-4}$ ). Dagegen kommt es im IR-Bereich nur zu einer geringen Rückstreuung und gerade durch Wasserdampf zu breiten Absorptionsbanden mit fast vollständiger Blockung. Abhängig vom Höhenbereich sind somit die Wellenlängenbereiche für Lidarmessungen begrenzt und ein solarer Untergrund nicht vermeidbar. Durch schmalbandige spektrale Filterung kann dieser stark reduziert werden, um so auch am Tage Atmosphärenmessungen durchführen zu können. Die Fraunhofer-Linien sind dabei zur Reduzierung des solaren Untergrundes sehr vorteilhaft und erhöhen das SNR.

Allgemein ergibt sich die über das Teleskop gesammelte optische Leistung der Sonne bei direkter Einstrahlung aus

$$P_S(\lambda) = I_{\text{solar}}(\lambda) \cdot \Omega \cdot A \cdot \eta(\lambda) \cdot \Delta\lambda \quad (3.6)$$

mit der Wellenlänge  $\lambda$ , der spektralen solaren Bestrahlungsstärke  $I_{\text{solar}}(\lambda)$ , dem Raumwinkel  $\Omega$ , der Teleskopfläche  $A$ , der Systemeffizienz  $\eta(\lambda)$  und der Filterbreite  $\Delta\lambda$ . Diese idealisierte Betrachtung bei direkter Sonneneinstrahlung erlaubt eine Abschätzung des maximalen solaren Untergrundes. Zunächst werden daran verschiedene Möglichkeiten zur Reduzierung des solaren Untergrundes beschrieben, sowie verschiedene Filterkombinationen miteinander verglichen. Um den realistischen Fall ohne direkte Sonneneinstrahlung abschätzen zu können, werden die berechneten Werte anhand eines realen Systems abgeglichen. Bei den Lidarmessungen ist dabei der tatsächlich empfangene solare Untergrund stark von den Umgebungsbedingungen abhängig, wie bspw. dem Sonnenstand und der Bewölkung. Dies wird im Abschnitt 3.4.3 näher beschrieben.

Nach Gl. 3.6 führt eine Reduzierung der Teleskopfläche, des Raumwinkels, also des Sichtfeldes (FOV,  $\Omega \approx \pi/4 \cdot \text{FOV}^2$ ) und die Nutzung schmalbandiger Filter zur Minimierung des solaren Untergrundes. Ein kleineres Sichtfeld führt hierbei zu einem geringeren beobachteten Volumen am Himmel und dadurch zu einer reduzierten Anzahl solarer Photonen. Aufgrund der Überlappung zwischen Sichtfeld des Teleskops und Lasers muss gleichzeitig die Laserdivergenz reduziert werden. Hierdurch wird es aber immer schwieriger den Laser im Sichtfeld des Teleskops zu halten. Je nach Bauweise und Stabilität des Lidars sind daher aufwendige Laserstrahlstabilisierungen notwendig [26]. Zudem kann bei Resonanzlidars eine zu hohe Energiedichte des Lasers zur Sättigung der Atome in der Atmosphäre führen. Das führt zur Limitierung und spektralen Verbreiterung des Streusignals und dadurch zu einer falschen Bestimmung der Temperatur und Dichte [33]. Da sowohl das Signal des gestreuten Lasers, als auch der solare Untergrund proportional zur Teleskopfläche ist, ist eine Reduzierung des Teleskops wegen der damit einhergehenden geringeren Signalstärke nur bedingt sinnvoll. Bei Nachtmessungen ist aufgrund des geringeren solaren Untergrundes als am Tage ohne zusätzlichen Aufwand die Verwendung größerer Teleskope möglich. Die Beschichtung der Optiken und Detektoren sind meist für einen bestimmten Wellenlängenbereich konzipiert und reduzieren dadurch bereits den solaren Untergrund über einen breiten spektralen Bereich. Für eine ausreichende Reduzierung genügen diese Maßnahmen alleine nicht aus, gerade bei Tageslichtmessungen. Eine zusätzliche schmalbandige spektrale Filterung ist daher erforderlich. Mit Hilfe der zuvor in Abschnitt 2.3 beschriebenen schmalbandigen Filter sind bei gleichzeitig hoher Transmission des Signals, Blockungen von mehreren Größenordnungen möglich.

### 3.4.1 Erforderliche Blockung

In diesem Abschnitt wird zunächst die erforderliche Blockung des solaren Spektrums abgeschätzt und im nächsten Abschnitt mögliche Filterkombinationen vorgestellt. Die Signalstärke wird hierbei aufgrund der Detektion durch Einzelphotonennachweis für den solaren Untergrund und für das Streusignal durch die Photonenzahl beschrieben. In dieser Arbeit wird ein Teleskop mit einem Durchmesser von 50 cm, einem Sichtfeld von  $33 \mu\text{rad}$  und Detektoren (APDs<sup>17</sup>) mit einer Quanteneffizienz von  $> 65\%$  bei einer Laserwellenlänge von 770 nm verwendet. In Kapitel 4 wird ausführlicher auf die Systemauslegung eingegangen. Laut Solarreferenzspektrum SAO2010 [14] beträgt die spektrale solare Bestrahlungsstärke  $I_{\text{solar}} = 1,243 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$  bei Wellenlängen um 770 nm. Mit der Energie eines Photons  $E_{\text{photon}} = h\nu = hc/\lambda$  mit  $h$  dem Planckschen Wirkungsquantum und  $c$  der Lichtgeschwindigkeit entspricht dies  $4,97 \cdot 10^{18}$  Photonen/(s · m<sup>2</sup> · nm) bei direkter Sonneneinstrahlung. Der tatsächlich bei den Lidarmessungen auftretende solare Untergrund ist von vielen Faktoren der Umgebung abhängig, was in Abschnitt 3.4.3 näher beschrieben wird. Eine genaue Berechnung ist daher schwierig. Um dennoch eine realistische Abschätzung zu machen, dient ein bereits am IAP vorhandenes K-Lidar [120] mit einem Faraday-Filter und bekanntem solaren Untergrund als Referenzsystem. Der Untergrund liegt hier typischerweise zwischen 80 und 200 kHz bei einem Sonnenstand (Elevationswinkel) von 0° bzw. 30°, bei einem Teleskop-Durchmesser von 80 cm, einem Sichtfeld von  $192 \mu\text{rad}$  und beiden Polarisierungen des Lichtes. Wie später ausführlicher beschrieben, erhält man aus der Simulation der Filterwirkung für die Filterkombination des Referenzsystems eine Bestrahlungsstärke von  $I_0 = 8,2 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}^2$  ( $I_0 = I_{\text{solar}} \cdot \Delta\lambda$ ). Für die Abschätzung der Zählrate wird dieser Wert, dem gemessenen Untergrund von 200 kHz gleichgesetzt. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Teleskop-Parameter und nur einer Polarisation (siehe Gl. 3.6,  $(\text{FOV}_1/\text{FOV}_2)^2 \cdot (d_1/d_2)^2 \cdot (1/0,5) \approx 170$ ) erhält man somit einen Umrechnungsfaktor von  $1 \text{ mW/m}^2 \hat{=} 140 \text{ Hz}$  für das neue System. Die nachfolgend hier angegebenen berechneten Zählraten beziehen sich auf diese Abschätzung. Allgemein ist der mögliche Messbereich durch die Detektoren begrenzt. Die Dunkelzählrate moderner Detektoren liegt typischerweise bei 20 Hz. Bei mehr als 100 kHz wird die Qualität der Messungen aufgrund der Totzeit der Detektoren bereits eingeschränkt. Die maximal sinnvolle Signalstärke liegt bei einigen MHz, da die Detektoren ansonsten in Sättigung gehen. Die Signalstärke der Rückstreuung ist hierbei abhängig vom Laser, Streuprozess, Höhe und Teleskop. Betrachtet man beim solaren Untergrund zunächst einen Wellenlängenbereich von  $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$  bei 770 nm, erhält man trotz der geringen Teleskopfläche und Sichtfeld bereits eine Zählrate von etwa 170 kHz. Einzelne Photonen von schwachen Atmosphärensignalen wären bereits bei diesen reduzierten Wellenlängenbereich nicht detektierbar. Um eine Limitierung durch den solaren Untergrund zu vermeiden, ist deshalb bei sehr schwachen Signalen eine sehr schmalbandige spektrale Filterung notwendig. Um ein Signal zu detektieren ist hier ein  $\text{SNR} \geq 1$  erforderlich. Dementsprechend ist je nach Signalstärke eine Blockung des solaren Untergrundes von 1 bis über 8 Größenordnungen über einen weiten Wellenlängenbereich notwendig. Dabei ist die Reduzierung des solaren Untergrundes bis unterhalb der Dunkelzählrate der APDs sinnvoll, welche dann den SNR limitiert. Bei der spektralen Filterung ist gleichzeitig auch auf eine hohe Transmission des eigentlich zu messenden Signals zu achten, was die Schmalbandigkeit der spektralen Filterung und die maximale Blockung begrenzt.

Aufgrund der Limitierungen bei der Reduzierung des solaren Untergrundes sind daher die

---

<sup>17</sup>engl.: avalanche photodiode, Lawinphotodiode

Fraunhofer-Linien hilfreich. Der Einfluss wird hier kurz für den Rayleigh-Kanal, welche die Rayleigh-Streuung und die Kalium-Resonanz bei 770 nm untersucht, beschrieben. Wegen der Wind- und Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Schicht wird eine spektrale Breite der Filter von etwa 940 MHz ( $\approx 1,9$  nm) bevorzugt. Unter Annahme eines perfekten Rechteckfilters erhält man bei einer Wellenlänge in der Nähe der Fraunhofer-Linie, z.B. mit  $I_{\text{solar}}(770, 00 \text{ nm}) = 1,24 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$  einen solaren Untergrund von etwa 330 Hz. Durch Ausnutzen der Fraunhofer-Linien der Kaliumresonanz bei 770, 11 nm kann mit  $I_{\text{solar}}(770, 11 \text{ nm}) = 0,25 \text{ Wm}^{-2}\text{nm}^{-1}$  der solare Untergrund hier um etwa ein Faktor fünf auf unter 70 Hz gesenkt werden. Durch noch schmalere Filterung wie beim Mie-Kanal im System kann der Wert um mehrere Größenordnungen reduziert werden. Eine Filterbreite von 7,5 MHz führt bei perfekter Blockung zu einem 125-mal geringeren solaren Untergrund von etwa 0,6 Hz, bei gleichzeitig hoher Transmission des Mie-Signals. Der solare Untergrund wäre somit deutlich unterhalb des Detektorrauschens und damit vernachlässigbar. Eine schmalbandige Filterung ermöglicht somit neben den zuvor genannten Vorteilen, wie einer hohen Windsensitivität und hohen Sichtbarkeit von Aerosolen, auch die Tageslichtfähigkeit. Verschiedene realistische Filterkombinationen werden dazu im nächsten Abschnitt vorgestellt.

#### 3.4.2 Filterkombinationen

Für Tageslichtmessungen ist eine ausreichende Blockung des solaren Spektrums notwendig. Wie in Abschnitt 2.3 dargestellt, sind dazu verschiedene Filter möglich. Die Filterwirkung wurde für verschiedene real umsetzbare Filterkombinationen und zum Vergleich für einen idealisierten Rechteckfilter berechnet. Eine Übersicht zur erzielten Reduzierung des solaren Untergrundes und den entsprechenden Zählraten im neuen System ist in Tabelle 3 dargestellt. Für die Berechnungen wurde eine Software (entwickelt am IAP), basierend auf einem spektral hochaufgelösten Sonnenspektrum [14], verwendet. Es wird ein Wellenlängenbereich von 3 nm um die Kalium-Resonanz bei 770 nm mit einer spektralen Auflösung von  $8,6 \cdot 10^{-4}$  nm genutzt. Ohne spektrale Filterung erhält man im neuen Lidar für diesen spektralen Bereich einen Untergrund von etwa  $5 \cdot 10^5$  Hz. Wie zuvor gezeigt, erhält man dagegen für den Rayleigh/Resonanz ( $\delta\nu = 940$  MHz) und Mie-Kanal ( $\delta\nu = 7,5$  MHz) bei einer idealen rechteckförmigen Filterung einen Untergrund von 70 bzw. 0,6 Hz. Die Werte sind aus der Bestrahlungsstärke durch Vergleich mit einem realen System berechnet und stellen den niedrigsten erreichbaren Untergrund dar.

#### Interferenzfilter + Etalon

Interferenzfilter bieten sich aufgrund ihrer Schmalbandigkeit ( $\Delta\nu < 0,3$  nm) und hoher Blockung ( $> 6$  Größenordnungen) in den Flügeln als Vorfilter an. Die hohe Transmission ( $> 0,97$ ) erlaubt außerdem die Verwendung mehrerer Interferenzfilter bzw. Mehrfachdurchgänge. Die Blockung kann hierdurch weiter erhöht werden, ohne dabei die Effizienz des Systems stark zu reduzieren. In Abbildung 3.12 ist links die spektrale Filterwirkung zur Reduzierung des solaren Untergrundes für einen 0,3 nm-Interferenzfilter mit einem einfachen und dreifachen Durchgang und rechts für eine Kombination aus einem 0,3 nm-Interferenzfilter und einem Etalon zu sehen. Für den spektralen Verlauf der Interferenzfilter wurden die Herstellerangaben genutzt. Für das Etalon wurde eine Finesse von 80 ( $\Delta\nu = 940$  MHz) und einem FSR von 75 GHz verwendet. Dies entspricht einer in dieser Arbeit eingesetzten Filterkombination des Rayleigh-Kanals mit einem planaren Etalon angepasst für die Rayleigh- bzw. Resonanzstreuung.

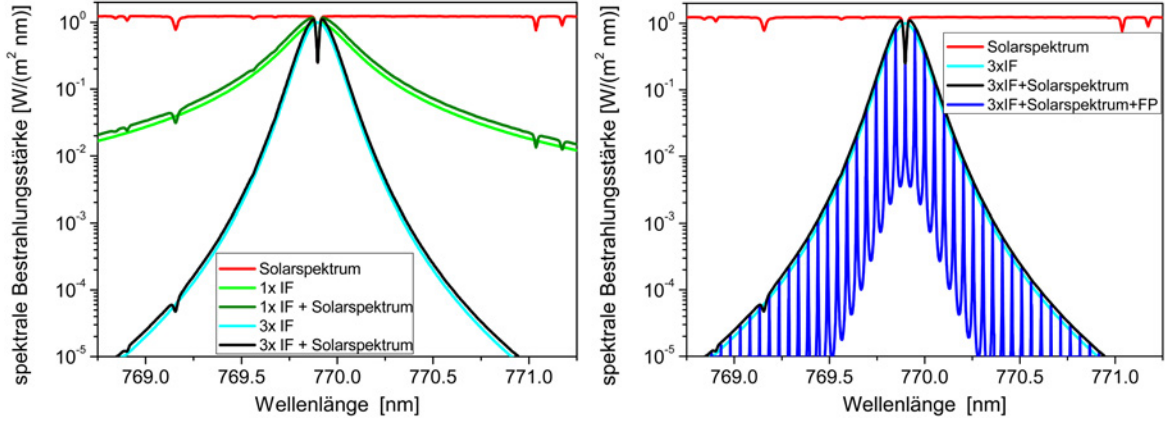


Abbildung 3.12: Berechnete spektrale Wirkung verschiedener Filterkombinationen auf das solare Spektrum. Links: 0,3 nm-Interferenzfilter (IF) mit einem einfachen und dreifachen Durchgang. Rechts: 0,3 nm-Interferenzfilter mit einem dreifachen Durchgang und Etalon (FP) mit einer Finesse von 80 und FSR von 75 GHz).

Der einfache bzw. dreifache Durchgang durch ein 0,3 nm-Interferenzfilter führt für den hier reduzierten spektralen Bereich (3 nm) zu  $I_0 = 530 \text{ mWm}^{-2} \cong 7,4 \cdot 10^4 \text{ Hz}$  bzw.  $I_0 = 200 \text{ mWm}^{-2} \cong 2,8 \cdot 10^4 \text{ Hz}$  und reicht deshalb allein zur Blockung nicht aus. Zudem reicht die Blockung der zusätzlichen spektralen Komponenten außerhalb des betrachteten Wellenlängenbereichs erst beim mehrfachen Durchgang aus. Beim zweifachen oder dreifachen Durchgang wird hier eine Blockung von bis zu 12 bzw. 18 Größenordnungen erreicht. Die Interferenzfilter sind somit ausreichend, um den solaren Untergrund über mehrere 100 nm außerhalb des betrachteten Wellenlängenbereichs zu blocken. Innerhalb des betrachteten Wellenlängenbereichs reicht aufgrund der spektralen Breite von 0,3 nm aber auch bei weiteren Mehrfachdurchgängen die Blockung der Interferenzfilter nicht aus. Dagegen führen Kombinationen aus Interferenzfiltern mit einem Etalon wegen deren Schmalbandigkeit zur weiteren deutlichen Reduzierung des Untergrundes. Aufgrund der Filter-Periodizität und des begrenzten Wellenlängenbereichs der Blockung reicht ein einzelnes Etalon ohne Interferenzfilter nicht aus. Wie auch in Abbildung 3.12 rechts zu sehen ist, kompensieren die Interferenzfilter diesen Nachteil durch die starke Blockung in den Flügeln. Mit einem Etalon ( $\mathcal{F} = 80$ ,  $\text{FSR} = 75 \text{ GHz}$ ) und dreifachen Interferenzfilterdurchgang erreicht man einen solaren Untergrund von  $I_0 = 1,8 \text{ mWm}^{-2} \cong 480 \text{ Hz}$ . Um die Blockung des Etalons zu erhöhen muss dessen Finesse erhöht werden, wodurch sich aber die spektrale Breite ändert. Um die spektrale Breite beizubehalten, muss daher die Finesse und der FSR gleichzeitig angepasst werden, siehe Abbildung 2.5. Bei einer höheren Finesse wird hierbei eine höhere Blockung in den Filter-Flügeln erreicht und außerdem der Abstand der Transmission-Peaks erhöht. Bspw. erhält man für ein Etalon ( $\mathcal{F} = 30$ ,  $\text{FSR} = 28 \text{ GHz}$ ) bereits  $I_0 = 9,7 \text{ mWm}^{-2} \cong 1,4 \cdot 10^3 \text{ Hz}$  und für ein Etalon ( $\mathcal{F} = 140$ ,  $\text{FSR} = 130 \text{ GHz}$ ) nur  $I_0 = 1,1 \text{ mWm}^{-2} \cong 150 \text{ Hz}$ . Die Etalon-Filter mit hoher Finesse erreichen somit etwa die Zählraten des Rechteckfilters. Die Filter erlauben daher eine starke Reduzierung des solaren Untergrundes bei Tageslichtmessungen mit hoher Transmission ( $> 95\%$ ). Durch eine noch schmalbandigere Filterung kann der Untergrund weiter gesenkt werden. Für das Mie-Signal wird in dieser Arbeit ein zusätzliches 7,5 MHz breites Etalon mit Finesse 130 und FSR 1 GHz verwendet. Dieser Filter, in Kombination mit einem breiten Etalon ( $\mathcal{F} = 80$ ,

FSR=75 GHz), ermöglicht eine weitere deutliche Reduzierung des solaren Untergrundes auf  $I_0 = 0,007 \text{ mWm}^{-2} \cong 1 \text{ Hz}$  und erlaubt dadurch untergrundfreie Tageslichtmessungen auch bei schwachen Aerosol-Signalen. Wie in Abschnitt 2.3 bereits erläutert, wird in dieser Arbeit diese Filterkombination gerade aufgrund ihrer Kompaktheit, Robustheit und Wellenlängenu-nabhängigkeit sowie der flexiblen Filterparameterwahl verwendet.

### Interferenzfilter + zwei planare Etalon-Filter oder Faraday-Filter

Die Filterwirkung kann durch Verwendung mehrerer Filter erhöht werden und ist für zwei mögliche Filterkombinationen in Abbildung 3.13 dargestellt. Links ist die Filterwirkung für zwei Etalon-Filter ( $\mathcal{F} = 140$ , FSR = 100 GHz und  $\mathcal{F} = 30$ , FSR = 77 GHz) sowie dreifachen Interferenzfilterdurchgang und rechts ein Kalium-Faraday-Filter (FADOF<sup>18</sup>,  $T = 140^\circ\text{C}$ ,  $B = 1200 \text{ Gs}$ ) mit einem Etalon ( $\mathcal{F} = 30$ , FSR = 100 GHz) gezeigt. Für die Kombination mit den beiden Etalon-Filtern sowie für die Kombination mit einem Etalon-Filter und Faraday-Filter erhält man einen solaren Untergrund von  $I_0 = 0,5 \text{ mWm}^{-2} \cong 70 \text{ Hz}$ . Eine Alternative zur Verwendung von zwei einzelnen Etalon-Filtern ist der doppelte Durchgang durch ein Etalon-Filter. Hierdurch wird die Blockung und aufgrund der Kantensteilheit die Sensitivität für Wind, erhöht. Mit einem Etalon-Filter ( $\mathcal{F} = 80$ , FSR = 75 GHz) und doppelten Durchgang wird ein solarer Untergrund von  $I_0 = 0,7 \text{ mWm}^{-2} \cong 190 \text{ Hz}$  erreicht. Ein kompakter Aufbau mit hoher Wind-Sensitivität ist dabei möglich.

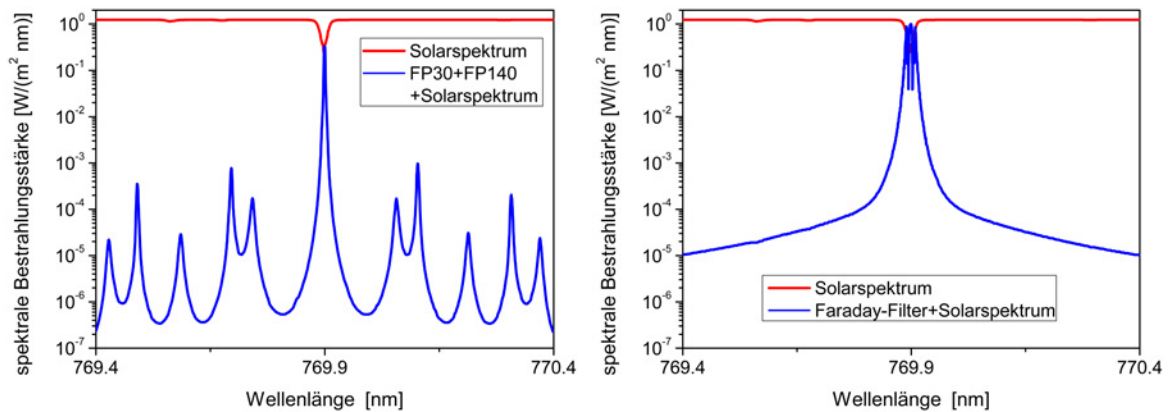


Abbildung 3.13: Berechnete spektrale Wirkung verschiedener Filterkombinationen auf das solare Spektrum. Links: 0,3 nm-Interferenzfilter mit einem dreifachen Durchgang und zwei Etalon-Filtern (FP) mit Finesse 30 und 140. Rechts: 0,3 nm-Interferenzfilter mit einem einfachen Durchgang und Faraday-Filter.

Die Kombination aus verschiedenen Filtern oder Mehrfachdurchgängen ermöglicht somit eine weitere Erhöhung der Blockung bei gleichzeitig hoher Signalstärke und Sensitivität der Wind- und Temperaturbestimmung. Ein Faraday-Filter stellt hierbei eine Alternative zu den Kombinationen aus mehreren Etalon-Filter dar. Vorteile des Faraday-Filters sind hier die geringe Anfälligkeit gegenüber äußeren Störungen und der geringere Justageaufwand. Die Heizung um die Zelle, inklusive der Magnete und Isolierung, macht einen Faraday-Filter aber im Vergleich zum Etalon relativ groß. Ein Faraday-Filter ist daher für ein kompaktes Lidar nur bedingt geeignet. Mit Etalon-Filtern ist außerdem eine schmalbandigere Filterung mit durchstimmbarer Wellenlänge möglich. Deshalb wird in dieser Arbeit für den Rayleigh- und Mie-Kanal eine

<sup>18</sup>engl.: faraday anomalous dispersion optical filter



Filterkombination	Filterbreite $\Delta\nu$ [MHz]	$I_0$ [ $10^{-3} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ ]	Zählrate [Hz]
<u>Idealer Rechteckfilter:</u>			
ohne Filter (3 nm)	$1,5 \cdot 10^6$	3660	$5 \cdot 10^5$
Rayleigh/Resonanz	940	0,48	70
Mie	7,5	0,004	0,6
<u>Interferenzfilter (IF, 0,3 nm):</u>			
1xIF	$1,5 \cdot 10^5$	530	$7,4 \cdot 10^4$
3xIF	$0,8 \cdot 10^5$	200	$2,8 \cdot 10^4$
<u>IF und Fabry-Perot-Etalon (FP):</u>			
3xIF+FP (F=30)	940	9,7	$1,4 \cdot 10^3$
<b>3xIF+FP (F=80)</b>	<b>940</b>	<b>1,8</b>	<b>250</b>
<b>3xIF+FP (F=140)</b>	<b>940</b>	<b>1,1</b>	<b>150</b>
<u>IF und 2xEtalon:</u>			
3xIF+2xFP (F=80, F=80)	850	0,7	100
3xIF+2xFP (F=140, F=30)	850	0,5	70
<b>3xIF+FP (F=80)+CFP (F=130)</b>	<b>7,5</b>	<b>0,007</b>	<b>1</b>
<u>Faraday-Filter (FADOFF):</u>			
1xIF+Faraday	1450	2,9	410
1xIF+Faraday+FP (F=30)	850	0,5	70
1xIF (1nm)+Faraday	1450	8,2	$1,1 \cdot 10^3$
( $\hat{=}$ altes K-Lidar [120] als Referenz für neues System, $1 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}^2 \hat{=}$ 140 Hz)			

Tabelle 3: Übersicht verschiedener Filterkombinationen zur Blockung des solaren Untergrundes für ein 50 cm-Teleskop und  $33 \mu\text{rad}$ -Sichtfeld bei 770 nm. Angegeben sind die resultierende Filterbreite, die restliche Bestrahlungsstärke  $I_0$  bei direkter Sonneneinstrahlung sowie die entsprechende Zählrate für eine realistische Messsituation. Zur Abschätzung der Zählraten wird als experimentelle Referenz das vorherige K-Lidar des IAP verwendet (siehe Text).

Filterkombination aus zwei verschiedenen Etalon-Filtern mit Interferenzfiltern verwendet.

### 3.4.3 Weitere Aspekte zum solaren Untergrund

Der solare Untergrund variiert je nach Standort des Lidars aufgrund der diffusen Reflexion und Streuung der Sonne in der Umgebung. Die sogenannte Albedo gibt dabei die Stärke der Streuung an und entspricht dem Verhältnis vom eingestrahnten zum gestreuten Licht. So unterscheidet sich die Albedo bspw. bei Schnee (0,7), Wüste (0,4), Grasland (0,2), Ozean (0,1) und damit der solare Untergrund deutlich [18]. Die Beschaffenheit der Umgebung, wie die Vegetation, sind somit wichtig bei der Standortwahl des Lidars und schwanken jahreszeitlich [124]. Außerdem haben die Wetterbedingungen, wie klarer Himmel, Eis- oder Wasserwolken, Dunst oder Nebel, einen großen Einfluss auf den solaren Untergrund wegen der Streuung in der Atmosphäre. So führt am Äquator der hohe Sonnenstand und die hohe Luftfeuchtigkeit zu einem erhöhten Sonnenuntergrund. Dagegen erhöht in Polregionen die starke Streuung an Schnee- und Eisflächen mit anschließender Streuung in der Atmosphäre den solaren Untergrund. Zudem ist hier die jahreszeitliche Änderung der Tageslänge von Bedeutung. So führt die ganztägige Dunkelheit im Winter bzw. Helligkeit im Sommer zu unterschiedlichen Anfor-

derungen an die spektrale Filterung. Im Tagesverlauf ändert sich der solare Untergrund je nach Sonnenstand deutlich und weist dabei eine geringe Polarisationsabhängigkeit auf [43]. Der solare Untergrund und damit auch die Unsicherheit der Wind- und Temperaturbestimmung variieren dadurch im Tagesverlauf und muss bei der Wahl des Lidar-Standortes mitberücksichtigt werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt im Zusammenhang mit dem Standort und Untergrund ist das sogenannte „Seeing“. In der Astronomie wird damit der Einfluss der turbulenten Atmosphäre auf die Abbildung von Großteleskopen beschrieben. Die Turbulenz führt zu Brechungsindexänderungen, die die Wellenfront der Lichtwellen stört und somit die Abbildungsqualität gerade bei großen Teleskopen reduziert. Das Seeing beschreibt dabei die Winkelausdehnung aufgrund der Atmosphäre [94]. Gute Seeing-Bedingungen von unter  $1'' \approx 5 \mu\text{rad}$  werden nachts unter idealen Bedingungen bsw. auf Bergen, Inseln oder am Meer wegen des laminaren Windflusses erreicht. Lidar-Messungen müssen dagegen auch tagsüber bei stark erhöhtem Seeing durchgeführt werden. Die Umgebung des Lidars ist daher auch hier wichtig. Bspw. führt ein dunkler Vulkanboden aufgrund der Absorption von solarer Strahlung zu einer Erwärmung und zu Turbulenz in der Atmosphäre. Das damit verbundene erhöhte Seeing führt zu einem schwächeren Signal. Andererseits ist auf einer weißen Schneeoberfläche eine starke Albedo und dadurch ein erhöhter solarer Untergrund vorhanden. Gute Bedingung für Lidar-Beobachtungen mit geringem Seeing und geringer Albedo bieten dagegen Oberflächen mit Vegetation, wie Wälder oder Wiesen. Diese verschiedenen Einflüsse werden bei der Standortwahl der neuen transportablen Lidars berücksichtigt. Durch die starke Filterblockung ist der Einfluss dieser Effekte aber deutlich reduziert.

### 3.5 Signalstärke des neuen Lidars

Abschließend zu den theoretischen Vorbetrachtungen wird in diesem Abschnitt die zu erwartende höhenabhängige Signalstärke und der Fehler bei der Wind- und Temperaturbestimmung kurz dargestellt. Die hier vorgestellten Ergebnisse sind aus [73] entnommen und basieren auf Werten für einen weiterentwickelten Alexandrit-Laser mit höherer Pulsenergie. Neben einer ausführlicheren Beschreibung der Fehlerabschätzung bei der Wind- und Temperaturbestimmung wird dort zudem das Konzept der mehrdimensionalen Atmosphären-Messungen mit Hilfe verteilter VAHCOLI-Systeme zur Beantwortung verschiedener geophysikalischer Fragestellungen dargestellt. Eine genaue Beschreibung der Dimensionierung und die experimentelle Realisierung des neuen Systems als Doppler Rayleigh-/Mie- und Kalium-Resonanzlidar wird im nächsten Kapitel behandelt. Das Teleskop des neuen Systems weist einen Durchmesser von 50 cm und ein Sichtfeld von  $33 \mu\text{rad}$  auf. Für die Detektion der Photonen wird eine Effizienz des gesamten Systems von 30 % angenommen. Der Alexandrit-Laser der nächsten Generation wird zukünftig eine Pulsenergie von 6 mJ ( $1,1 - 1,7 \text{ mJ}$  in dieser Arbeit) bei einer Repetitionsrate von 500 Hz und Pulsdauern von 780 ns aufweisen. In Tabelle 4 sind die für die Berechnung verwendeten Werte zusammengefasst.

In Abbildung 3.14 sind die berechnete Signalstärke des Rayleigh-Signals sowie der Fehler bei der Wind- und Temperaturbestimmung höhenabhängig dargestellt. Die Signalstärke ist in orange als Zählrate und in rot, bezogen auf ein Zeit- und Höhenintervall von 5 min und 200 m, angegeben. Als gestrichelte orange Linie ist zusätzlich die Dunkelzählrate der Detektoren von 20 Hz und die maximale Zählrate der Detektoren von  $10^7 \text{ Hz}$  eingezeichnet, welche somit den möglichen Messbereich eingrenzen. Die Zählrate (Anzahl an Photonen) des Rayleigh-Signals beträgt dabei  $10^7 \text{ Hz}$  ( $\approx 10^6$  Photonen) in etwa 20 km und 20 Hz ( $\approx 3$  Photonen) in etwa 90 km

<b>Teleskop und Detektor</b>	
Durchmesser	50 cm
FOV	33 $\mu$ rad
Systemeffizienz	30 %
<b>Alexandrit-Laser</b>	
Pulsenergie	6 mJ (nächste Generation) 1,1 – 1,7 mJ (aktuell)
Pulsdauer	780 ns ( $\hat{=}$ 117 m)
spektrale Breite	3,3 MHz
Repetition-Rate	500 Hz

Tabelle 4: Übersicht der verwendeten Laser- und Teleskop-Parameter bei der Berechnung der Signalstärke und des Fehlers bei der Wind- und Temperaturbestimmung.

Höhe. Zusätzlich ist in etwa 85 km Höhe die zu erwartende Photonen-Anzahl eines NLC-Signals sowie in 90 km die der Kalium-Schicht für typische Werte dargestellt. Im System wird die Wind- und Temperaturbestimmung u.a. anhand der Doppler-Verschiebung und der Signalstärke des Rayleigh-Signals berechnet, was im nächsten Kapitel ausführlicher beschrieben wird. In Abbildung 3.14 sind dazu in blau der Fehler bei der Windbestimmung und in grün der Fehler der Rayleigh-Temperatur dargestellt. Die Fehler sind dabei proportional zu  $1/\sqrt{N}$  mit  $N$  der Photonenanzahl. Mit zunehmender Höhe  $z$  nimmt die Photonenanzahl aufgrund der zunehmenden Entfernung und Abnahme der Luftdichte mit ( $N \propto z^{-2} \exp(-z/H_n)$ ,  $H_n$  = Skalenhöhe) ab. Der Fehler der Rayleigh-Temperatur steigt laut Berechnung daher von 0,03 K in 20 km Höhe auf 3 K in 80 km, wobei hier der Einfluss der Starttemperatur für die Rayleigh-Integration nicht berücksichtigt wird. Der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz zur Bestimmung der Signalanteile (Abschnitt 3.3) erlaubt hierbei eine Temperaturbestimmung auch bei Anwesenheit von Aerosolen. Der Fehler der Windbestimmung anhand der Doppler-Verschiebung des Rayleigh-Signals beträgt dabei in 20 km Höhe 0,05 m/s und steigt in 80 km auf 10 m/s. Zusätzlich kann insbesondere in Höhen  $< 30$  km die Aerosol-Streuung mit Hilfe des neuen schmalbandigen Mie-Kanals mit deutlich höherer Wind-Sensitivität verwendet werden. Für die Berechnungen wurde die Signalstärke des Mie-Signals im Vergleich zum Rayleigh-Signal auf 10 % in 10 km Höhe und 0,5 % in 30 km abgeschätzt und entspricht damit typischen Werten [66]. Gegenüber dem Rayleigh-Signal kann hier der Fehler um mehrere Größenordnungen bis in den Bereich von wenigen mm/s gesenkt werden.

Die Berechnungen zeigen somit die Möglichkeiten des neuen Systems, eine Wind- und Temperaturbestimmung auch über einen großen durchgängigen Höhenbereich mit geringen Fehlern durchzuführen. Die in dieser Arbeit vorgestellten spektralen Methoden, insbesondere die Bestimmung der Signal-Anteile sowie die Reduktion des solaren Untergrundes, sind dabei zentraler Bestandteil und Voraussetzung bei der Umsetzung dieser Messungen bei Tag und Nacht. Der Aufbau des Lidars und die experimentelle Umsetzung des neuen spektralen Verfahrens werden dazu im nächsten Kapitel vorgestellt.

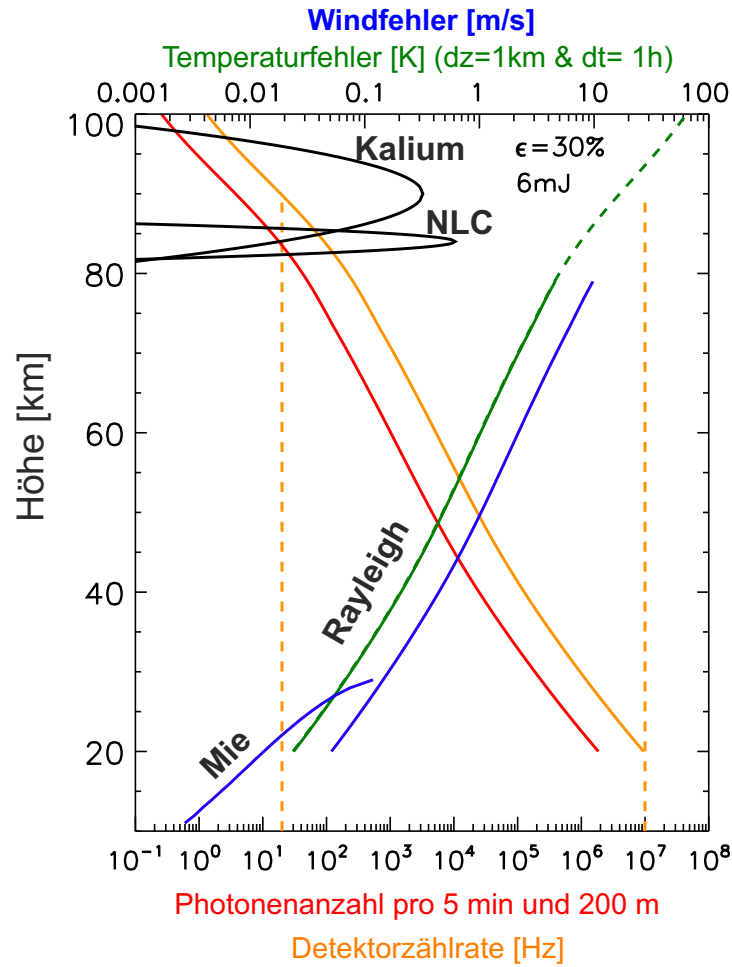


Abbildung 3.14: Zu erwartende Signalstärke und Fehler bei der Wind- und Temperaturbestimmung für ein Alexandrit-Laser der nächsten Generation mit 6 mJ und einer Systemeffizienz von 30 %, entnommen aus [73] und angepasst. Dargestellt sind für das Rayleigh-Signal in orange die berechnete Detektor-Zählrate und in rot die entsprechende Anzahl an Photonen für ein Höhenintervall von 200 m und Zeitintervall von 5 min. In schwarz sind zusätzlich die Signale als Photonenanzahl einer typischen NLC- sowie einer Kalium-Schicht abgeschätzt. Des Weiteren ist in blau der Fehler bei der Windbestimmung für das Mie-Signal ( $H < 30$  km) und das Rayleigh-Signal ( $H > 20$  km) dargestellt sowie zusätzlich in grün der Fehler bei der Rayleigh-Temperaturberechnung für ein Zeitintervall von 1 h und Höhenintervall von 1 km.

## 4 Das neue kompakte Lidar

In diesem Kapitel geht es um die experimentelle Realisierung des neuen Lidars. Zunächst wird die am IAP speziell für VAHCOLI entwickelte Lidar-Plattform vorgestellt, welche auch in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Anschließend wird der optische Aufbau dargestellt und auf die Umsetzung der spektralen Messverfahren und deren Fehler eingegangen.



Abbildung 4.1: Fotografie des kompakten Lidars ( $1\text{ m}^3$ ,  $250\text{ kg}$ ,  $500\text{ W}$ ) während einer Atmosphärenmessung am Tage. Diese neue universelle Lidar-Plattform wird zukünftig für verteilte Messungen als VAHCOLI-Netzwerk zur Untersuchung großskaliger Phänomene in der mittleren Atmosphäre eingesetzt.

### 4.1 Universelle Plattform für Netzwerklidars

Tageslichtfähige Doppler-Lidars sind Systeme, die hohe Anforderungen an die optischen Eigenschaften aufweisen. Hierzu zählen bspw. ein geringes Sichtfeld, die spektrale Filterung sowie leistungstarke schmalbandige Laser und deren Stabilisierung. Zudem stellen sie hohe Anforderungen an die mechanische und thermische Stabilität des Systems, um Atmosphärenmessungen in bis zu  $100\text{ km}$  Höhe und darüber hinaus durchführen zu können. Für kontinuierliche Langzeitmessungen sind des Weiteren ein hohes Maß an Automatisierung und Wartungsarmut der optischen und mechanischen Komponenten erforderlich. Herkömmliche Lidars sind meist stationär in massiven Gebäuden untergebracht und dabei aufgrund der Komplexität auf mehrere Räume aufgeteilt. Im Gegensatz dazu ist in dieser Arbeit am IAP im Rahmen des Sondertatbestandes VAHCOLI eine kompakte ( $1\text{ m}^3$ ), transportable, universelle Lidar-Plattform entwickelt und aufgebaut worden. Alle benötigten optischen und mechanischen Komponenten sind in dem System integriert. Der 3D-Druck von optischen Haltern und vom Großteil des Gestells erlauben einerseits eine starke Miniaturisierung sowie eine deutliche Gewichtsreduktion. Dies vereinfacht bzw. ermöglicht erst die Transportfähigkeit des Systems. Andererseits erlaubt der 3D-Druck eine kostengünstige, schnelle und einfache Anfertigung der Bauteile mit hoher Reproduzierbarkeit und Genauigkeit. Neue optische Designs aber auch die Geräte

selber sind somit einfacher realisierbar. Aufgrund der Kompaktheit und geringen Komplexität ist die Lidar-Plattform vielseitig einsetzbar, nämlich als Doppler-Rayleigh, Doppler-Mie und/oder Resonanz-Lidar, in Form eines einzelnen Lidars oder als Verbund mehrerer in einem Netzwerk.

Zunächst wird hier auf den allgemeinen Aufbau und im nächsten Abschnitt detaillierter auf die einzelnen Komponenten eingegangen. In Abbildung 4.2 und 4.3 ist der innere Aufbau der Lidar-Plattform dargestellt. Das tageslichtfähige System besteht aus einem 50 cm-Teleskop mit einem Sichtfeld von  $33 \mu\text{rad}$ . In 100 km Höhe entspricht dies einer Kreisfläche mit einem Durchmesser von lediglich 3,3 m, in dem der Laser stabil gehalten werden muss. Das System wird in dieser ersten Variante mit einem festen vertikalen Sichtfeld betrieben. Für Messungen von Horizontalwinden kann die Lage des Sichtfeldes durch Verkippen des ganzen Systems mit Hilfe eines Kippgestells verändert werden. Die Weiterentwicklung des Lidars zu einem Mehrspiegler-System mit mehreren festen Sichtfeldern und schnellen optischen Schalten zwischen ihnen ist in Planung. Die kompakte Nachweisbank ( $15 \times 15 \times 80 \text{ cm}^3$ ) besteht aus verschiedenen schmalbandigen Filtern, wie mehreren Interferenzfiltern sowie einem planaren und einem konfokalen Etalon. Die Nachweisbank ist temperaturstabilisiert und vor Licht geschützt. Das Teleskop und die Nachweisbank werden später in Abschnitt 4.2.2 und 4.2.3 ausführlicher beschrieben.

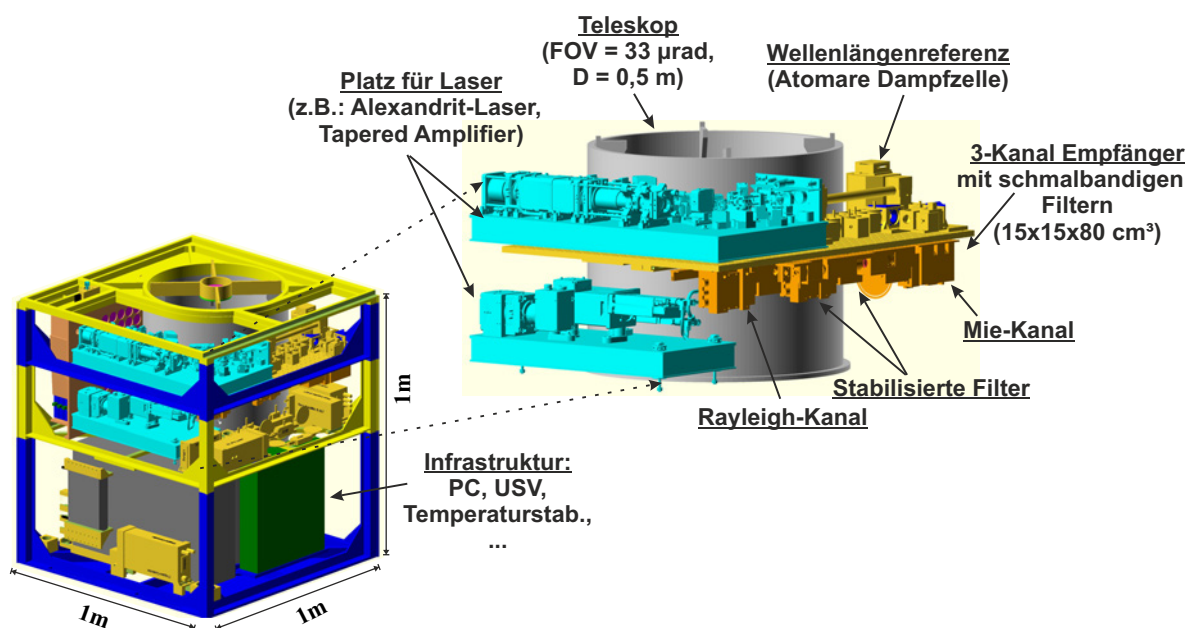


Abbildung 4.2: Innerer Aufbau des Lidars mit einer Aufteilung in mehrere separate Bereiche mit eigener Temperaturstabilisierung: obere Ebene mit Optik-Komponenten (Laser, Wellenlängenreferenz, Nachweisbank), untere Ebene mit Infrastruktur (PC, Netzteile) sowie 50 cm-Teleskop mit kleinem Sichtfeld ( $33 \mu\text{rad}$ ) und Schaltschrank. Die räumliche Aufteilung und Isolierung der Bereiche erlaubt eine hohe Temperaturstabilität auch bei stark schwankenden Umgebungsbedingungen, wie in polaren Regionen.

Als Laserquelle dient ein speziell entwickelter diodengepumpter Alexandrit-Laser. Der Resonator und die Laser-Pumpe sind auf zwei Ebenen aufgeteilt und durch eine Glasfaser verbunden. Dies ermöglicht einen sehr kompakten und flexiblen Aufbau des Alexandrit-Lasers und des

Systems. Auch andere Laserquellen können integriert werden. In dieser Arbeit wird neben dem leistungsstarken Alexandrit-Laser für Messungen bis in die untere Thermosphäre auch ein „Tapered Amplifier“ verwendet. Diese Laserquelle wird für Messungen in der Stratosphäre und insbesondere für Entwicklungen am System verwendet. Der Tapered Amplifier bietet sich dabei aufgrund der Schmalbandigkeit, der Flexibilität in den Pulsparametern sowie der einfachen Ansteuerung gerade für Aerosolmessungen und die Weiterentwicklung an. Beide Laser mit ihren unterschiedlichen Konzepten der Laserpulserzeugung werden in Abschnitt 4.2.1 näher beschrieben.



Abbildung 4.3: Fotografien des neues Lidars, ohne Seitenwände und Isolierung von verschiedenen Seiten. Das 3D-gedruckte Gestell und der innere Aufbau mit Geräten sind gut zu erkennen.

Neben den optischen Komponenten sind auch alle für die Messwertaufnahme, -verarbeitung und -speicherung notwendigen Elektroniken im System integriert. Die Stabilisierungstechniken für den Laser und die Filter sowie die Steuerung und Messdatenerfassung wurden dazu am IAP entwickelt. Die Verwendung schneller Messkarten erlaubt dabei für jeden einzelnen Puls (Alexandrit: 500 Hz, Tapered Amplifier: 10 kHz), dessen Form, Zeitpunkt und Frequenz sowie die atmosphärischen Streusignale höhenabhängig mit 1 m Auflösung zu bestimmen und zu speichern. Parallel dazu werden für die Frequenzstabilisierung des Systems u.a. die Spektren der Filter und einer atomaren Wellenlängenreferenz alle 100 ms erfasst und in Echtzeit ausgewertet. Bei der Filter- und Laserstabilisierung wird eine relative Frequenzstabilität von unter  $10^{-11}$  erreicht, was einige kHz entspricht und genaue Atmosphärenmessungen erlaubt. Die eigentliche Aufbereitung und Auswertung der gespeicherten Rohdaten werden dann zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt. Ein am IAP entwickeltes Datenbanksystem erlaubt dabei einen schnellen Datenzugriff trotz großer Datenmengen. Das System ist darauf ausgelegt, die Laserfrequenz schnell zu wechseln (bis 1 GHz/ms). Der schnelle Wechsel der Laserfrequenz pro Puls und die Erfassung ganzer Spektren in Echtzeit stellt dabei hohe Anforderungen an die Elektronik, bei der alle Signale ( $> 25$ ) auf wenige Nanosekunden genau synchronisiert



werden müssen. Die entsprechenden Verfahren wurden am IAP entwickelt und erstmals für VAHCOLI realisiert. In Abschnitt 4.2 wird das Messverfahren ausführlich beschrieben und dabei auf die Frequenzstabilisierung der Filter und Laser eingegangen.

Im System sind alle für einen automatisierten Betrieb notwendigen Komponenten integriert. Die Entwicklungen sind dabei ausgerichtet zu einem vollständig autonomen Messbetrieb in polaren Regionen unter Berücksichtigung aller Sicherheitsaspekte (Laserschutz, Flugsicherung, IT-Sicherheit) und wechselnder Umwelteinflüsse (Wolken, Regen, Sturm). Alle benötigten Elektronik, ein Schaltschrank und eine USV<sup>19</sup>, sind im System integriert und wie das Messsystem von extern ansteuerbar. Bei der Entwicklung wurde auf Langlebigkeit und geringen Energieverbrauch der Geräte geachtet. Dies sind gerade für entlegene Standorte mit schwieriger Energieversorgung wichtige Aspekte. Im Messbetrieb weist das System daher eine maximale Leistungsaufnahme von etwa 500 W auf. Die Abwärme des Systems wird über eine Kühllecke per Wasser-/Luftkühlung an die Umgebung abgegeben. Das Innere des Systems ist dabei in mehrere Bereiche aufgeteilt, die voneinander getrennt und mit separaten Temperaturregelungen ausgestattet sind. Geräte mit hoher und schwankender Leistungsaufnahme sind dadurch von den temperaturkritischen Komponenten getrennt, wie dem Laser und der Nachweisbank. Zudem reduziert eine starke Isolierung den Einfluss der sich schnell ändernden Umgebung erheblich, z.B. bei Temperaturänderungen durch Sonneneinstrahlung. In der Nachweisbank wird so eine Temperaturstabilität des Innenraums von 0,1 K erreicht. Die Zentralwellenlängen der Filter und Laser können daher trotz starker Änderungen der Umgebung auch in den Polregionen stabil gehalten werden. Außerhalb der Polregionen ist aufgrund der höheren Temperaturen ( $> 20^{\circ}\text{C}$ ) eine zusätzliche Kühlung notwendig, die bisher nicht in das System integriert ist. Das System (1 m<sup>3</sup>, 250 kg, 500 W) ist aufgrund der Kompaktheit, Effizienz und geringen Wartungsaufwand leicht zu transportieren und überall auf der Welt einsetzbar.

### 3D-Druck

Mit Hilfe des 3D-Drucks verschiedener Kunststoffe wird eine deutliche Miniaturisierung des Systems durch das Drucken des Gestells aber auch der Geräte- und Optik-Halter erzielt. Darüber hinaus wird gleichzeitig das Gewicht deutlich reduziert und somit die Transportfähigkeit erhöht. Am IAP wurde hierzu ein spezielles 3D-gedrucktes System zur Halterung von Optiken entwickelt und zum Patent angemeldet [55]. Verschiedene 3D-gedruckte Teile sind zur Veranschaulichung in Abbildung 4.4 dargestellt. Die einzelnen Optik-Halter sind dabei als Würfel konstruiert und auf einer ebenfalls gedruckten Basisplatte verschraubt. Eine rasterförmige Anordnung von Passstiften auf der Basisplatte erlaubt dabei eine exakte Ausrichtung der Würfel sowie einen einfachen und schnellen Einbau bzw. Austausch der optischen Komponenten.

---

<sup>19</sup>Unterbrechungsfreie Stromversorgung





Abbildung 4.4: Miniaturisierung durch 3D-Druck von verschiedenen Bauteilen, wie optische Halter (links und Mitte) und Gestell mit 3D-Drucker im Hintergrund (rechts).

Die additive Fertigung der Bauteile erlaubt hierbei einen sehr kostengünstigen, kompakten und lichtdichten Aufbau. Die hohe Präzision der 3D-Drucker erlaubt dabei einen angepassten optischen Aufbau mit genauer Ausrichtung der Optiken. Die horizontale Auflösung typischer FDM-Drucker (Fused-Deposition-Modelings) oder Filament-Druckern beträgt etwa 0,05 mm. Zum Drucken wurden verschiedene Kunststoffmaterialien verwendet. Die geringe thermische Leitfähigkeit bietet dabei Vorteile beim Einsatz temperaturstabilisierter Komponenten, wie den Interferometern. Im System sind neben den meisten Optik-Haltern (hauptsächlich 1/2" und 1"-Optiken), ein Großteil des Gestells und der Geräte-Halter additiv gefertigt. Der 3D-Druck hat hierdurch maßgeblich zur Miniaturisierung und Gewichts-Reduzierung des gesamten Systems beigetragen. Die kompakte Lidarplattform aber auch der optische Aufbau konnten so erst in dieser Form ermöglicht werden.

## 4.2 Optischer Aufbau und Messverfahren

In diesem Abschnitt wird zunächst eine allgemeine Übersicht über das Messverfahren gegeben und die Verbindung der spektralen Komponenten untereinander vorgestellt. Anschließend wird auf die Realisierung des optischen Aufbaus, die Bedeutung der einzelnen spektralen Komponenten und die zeitliche Abfolge des Messverfahrens eingegangen. Im Anschluss dieses Abschnittes folgt dann eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten sowie im nächsten Unterkapitel, die der Spektren und der Frequenzstabilisierung.

In Abbildung 4.5 ist eine vereinfachte Übersicht über die wesentlichen Komponenten des frequenzscannenden Messverfahrens dargestellt. Im System dient ein schmalbandiger, in der Frequenz schnell durchstimmbarer Seeder-Laser zur spektralen Charakterisierung und Stabilisierung der Filter. Eine dopplerfreie Polarisationspektroskopie an Kalium dient dabei als absolute Wellenlängenreferenz. Diese wird anhand der spektralen Periodizität eines Glasfaserresonators auf den kompletten Frequenzscanbereich des Seeder-Lasers erweitert. Der Seeder-Laser gibt außerdem die Frequenz eines leistungsstarken gepulsten Alexandrit-Lasers vor. Eine neuartige Ramp&Fire-Technik stabilisiert dabei den gepulsten Laser in der Frequenz und erlaubt zusätzlich die Kompensation eines möglichen Frequenz-Versatzes zum Seeder-Laser. Der Alexandrit-Laser dient der eigentlichen optischen Sondierung der Atmosphäre und wird parallel dazu mit Hilfe der spektralen Filter charakterisiert. Die in der Atmosphäre gestreu-

ten und dabei dopplerverschobenen sowie -verbreiterten Laserspektren werden anschließend mit einem Teleskop empfangen und mit Hilfe der Filterkombination spektral untersucht. Der Vergleich der empfangenen Spektren mit den gesendeten Laserspektren erlaubt ein genaues und höhenaufgelöstes Bestimmen der Windgeschwindigkeit, Temperatur und Dichte der Atmosphäre.

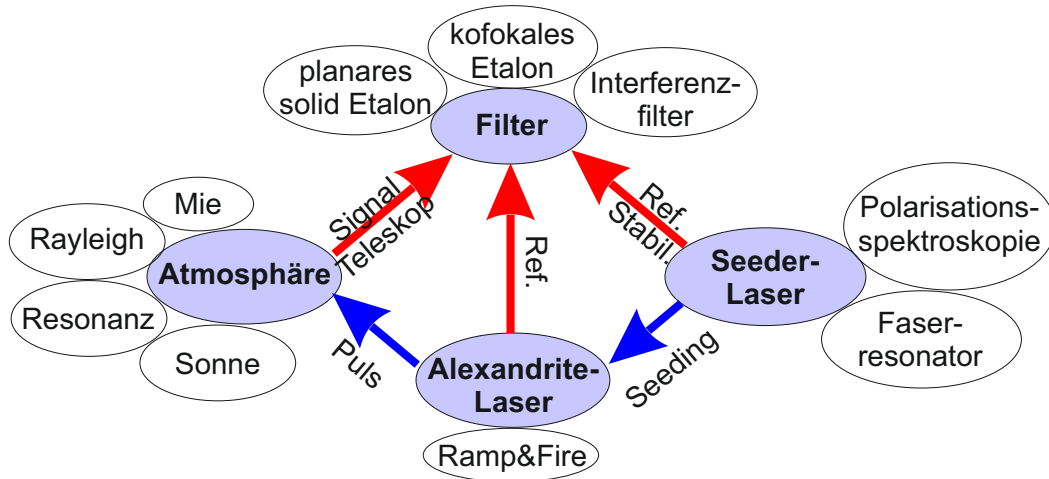


Abbildung 4.5: Übersicht und Verbindung der wesentlichen spektralen Komponenten des frequenzscannenden Messverfahrens, bestehend aus: schmalbandigen und schnell durchstimmbaren Seeder-Laser, leistungsstarken gepulsten Alexandrit-Laser, atmosphärischen Streusignalen und einer Filterkombination zur spektralen Analyse. Die einzelnen Spektren sind über zeitlich versetzte Filtermessungen vollständig charakterisiert und erlauben ein genaues und höhenaufgelöstes Bestimmen der Atmosphäre.

Der optische Aufbau des Systems ist in Abbildung 4.6 und der zeitliche Verlauf der Messungen in Abbildung 4.7 dargestellt. Der optische Aufbau kann in drei wesentliche Gruppen aufgeteilt werden: das Lasersystem mit Frequenzstabilisierung, die Nachweisbank mit schmalbandigen Filtern und das Teleskop.

Das Lasersystem besteht insgesamt aus einem Seeder-Laser, einem neuartigen diodengepumpten Alexandrit-Laser sowie verschiedene optische und elektrooptische Komponenten zur Frequenzstabilisierung und -steuerung. Als Seeder-Laser dient ein ECDL<sup>20</sup> mit digitaler Steuerung. Dieser Dauerstrich-Laser weist eine geringe Linienbreite ( $\Delta\nu < 50 \text{ kHz}$ ) und eine große modensprungfreie Durchstimmbarkeit ( $\geq 20 \text{ GHz}$ ) auf. Die Ausgangsleistung beträgt nach der Glaserfasereinkopplung etwa 40 mW. Durch Änderung des Diodenstroms oder der Piezo-Spannung des Lasers ist die Wellenlänge für den Frequenzscan schnell durchstimmbar. Der Seeder-Laser wird über polarisationserhaltene Glasfasern auf einen Glasfaser-Resonator und einen Glasfaser-AOM<sup>21</sup> aufgeteilt. Der Glasfaser-Resonator dient als zusätzlicher Frequenzmarker bei der Korrektur der scannenden Seeder-Frequenz. Dabei wird dessen periodischer spektraler Verlauf als „Frequenz-Lineal“ zur Kompensation störender nichtlinearer Anteile der Seeder-Frequenzachse verwendet. Der Glasfaser-AOM mit fester Frequenzverschiebung von 200 MHz und einer Anstiegs- / Abfallzeit von 20 ns dient zum schnellen und flexiblen Schalten des Dauerstrich-Seeder-Lasers.

<sup>20</sup> engl.: extended cavity diode laser (Toptica, DLC DL Pro 780)

<sup>21</sup> engl.: acousto optic modulator, (Pegasus Optik, MT200-NIR20-FIO-PMO.5-J)

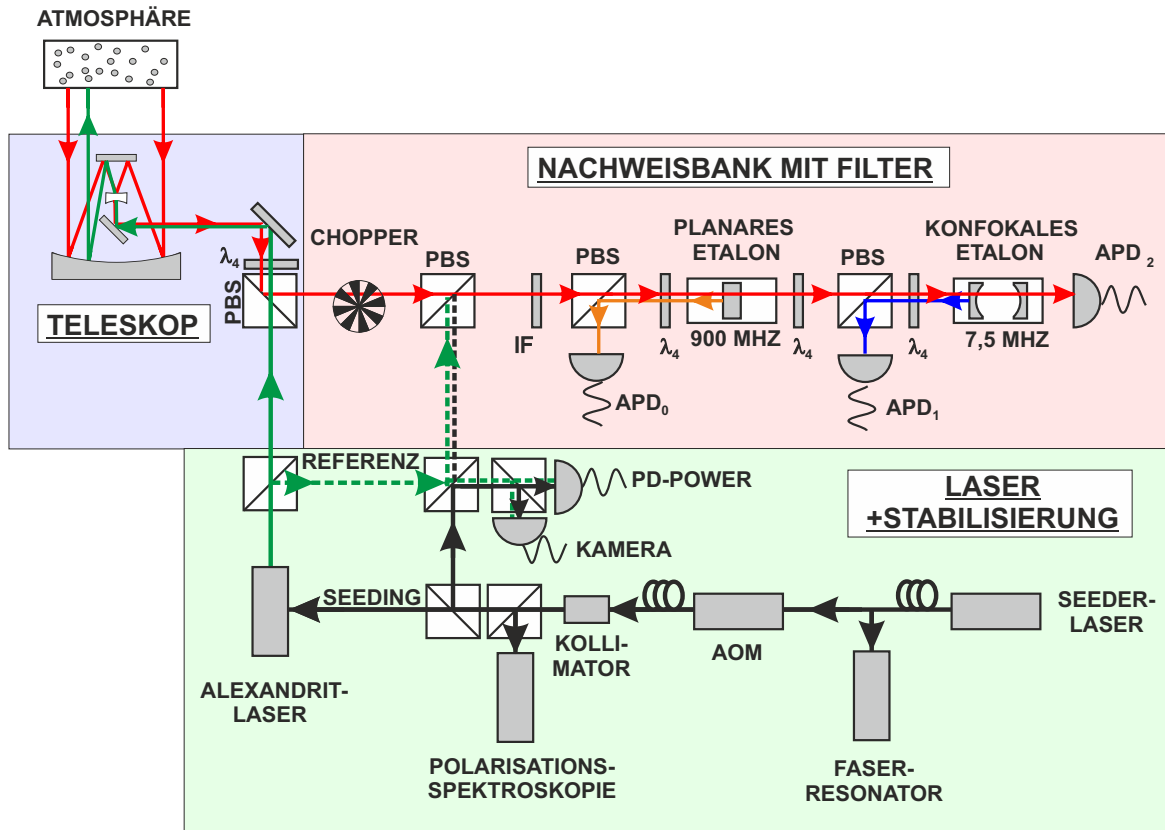


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus mit dem Alexandrit-Laser. Aufteilung in drei Gruppen: 1. Lasersystem bestehend aus dem Seeder (schwarze Linie)- und Alexandrit (grüne Linie)-Laser, 2. Teleskop und 3. Nachweisbank mit separaten Eingängen für das Atmosphären (rote Linie)- und den Referenzsignalen (gestrichelte Linien). Bei der Frequenzstabilisierung dient eine Polarisationspektroskopie an Kalium als absolute Wellenlängenreferenz und ein Glasfaserresonator zur Korrektur der Frequenzachse beim Scannen. Die Nachweisbank besteht aus einer Filterkombination mit Interferenzfiltern, einem planaren und einem konfokalen Etalon. Die transmittierten und reflektierten (geblockten) Signale der Etalon-Filter werden auf mehreren Detektoren (APDs) erfasst. Dabei wird das reflektierte Signal vom Eingangssignal durch Ausnutzen der Polarisation (PBS<sup>22</sup>) getrennt. Ein Chopper dient zum Blocken des Atmosphärensignals während den Referenzmessungen. Die zeitliche Abfolge wird später näher erläutert.

Mit Hilfe des AOMs wird ein etwa  $200\text{ }\mu\text{s}$  langer Laserpuls ( $\hat{=}$  30 km) erzeugt, der einerseits für Referenzmessungen (Abbildung 4.7, blauer Bereich) und andererseits als Seeder für den Alexandrit-Laser dient. Mit dem Seeder-Puls werden verschiedene Referenzmessungen parallel durchgeführt. So wird bspw. beim Scannen der Laserfrequenz mit Hilfe einer dopplerfreien Polarisationspektroskopie die Hyperfeinstruktur von Kalium spektral aufgelöst, was später näher gezeigt wird. Dieses atomare Frequenznormal erlaubt ein genaues Bestimmen und Stabilisieren der absoluten Laserfrequenz und ermöglicht hierdurch die Charakterisierung der Kalium-Resonanzstreuung in der Atmosphäre. Eine weitere parallele Referenzmessung ist das Bestimmen der spektralen Position und Form der schmalbandigen Filter in der Nachweis-

<sup>22</sup>PBS, engl.: polarisation beam splitter

bank. Hierzu wird ein schwaches Signal des Seeder-Lasers über den Referenzeingang in die Nachweisbank eingekoppelt. Die Transmissionsfunktion der Filter wird dann durch Scannen der Laserfrequenz spektral aufgelöst. Das Atmosphärensignal ist dabei durch ein Chopper geblockt (Abbildung 4.7, grauer Bereich). Des Weiteren werden die Leistungsschwankungen des Seeder-Lasers beim Scannen der Frequenz über eine Photodiode (PD-Power) bestimmt. Die beim Scannen der Laserfrequenz gewonnenen Spektren erlauben somit eine Stabilisierung der Frequenz des Seeders und der Filter.

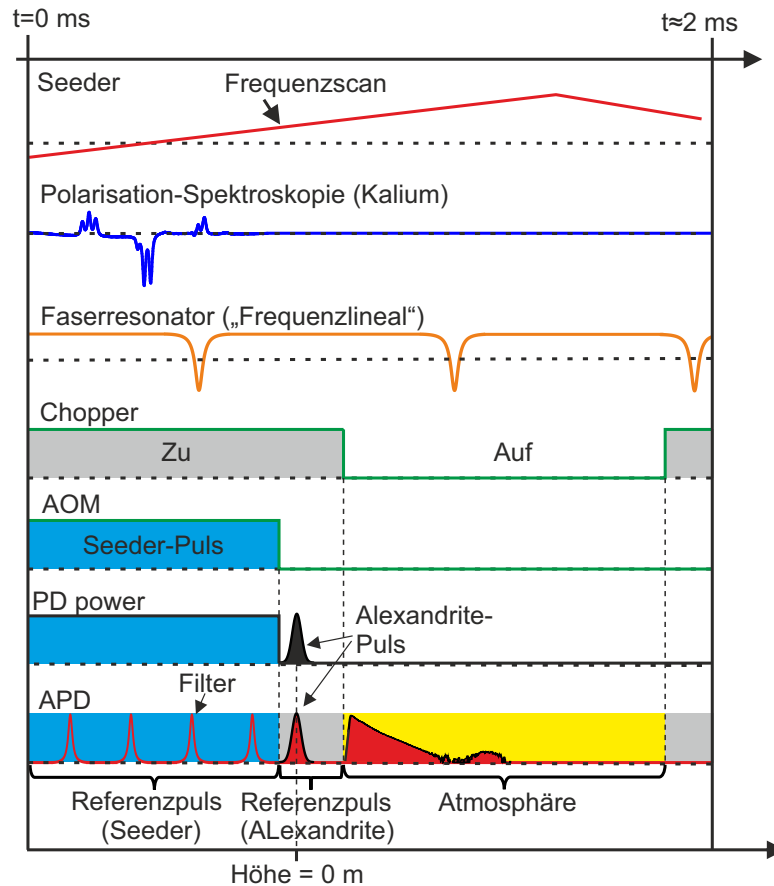


Abbildung 4.7: Vereinfachte Darstellung des zeitlichen Verlaufs des Messprinzips für einen einzelnen Alexandrite-Laserpuls. Obere Hälfte: Frequenzscan des Seeders (Dreiecksfunktion), Polarisationspektroskopie-Signal mit Kalium-Hyperfeinstruktur als absolute Wellenlängenreferenz und Glasfaserresonator als „Frequenzlineal“ zur Linearisierung der Frequenzachse beim Scannen. Untere Hälfte: Chopper zum Blocken des Atmosphären-Signals während der Referenzmessung, AOM zum Abschalten des Seeder-Signals während der Atmosphärenmessung, Photodioden-Signal mit zeitlich zum Seeder-Puls versetzten Alexandrit-Puls. APD-Signal mit Seeder-Referenzpuls zur Filtercharakterisierung, Alexandrit-Referenzpuls zur Charakterisierung des Alexandrit-Lasers mit Hilfe der Filter und höhenabhängiger Verlauf des gestreuten Atmosphärensignals. Während des Messbetriebs werden die Alexandrit-Laserpulse bei verschiedenen Seederfrequenzen generiert.

Neben den Referenzmessungen wird mit Hilfe des Seeder-Pulses der Alexandrit-Laser „geseedet“. Hierdurch wird durch stimulierte Emission der Laserbetrieb bei der Seederfrequenz ange-

regt sowie eine höhere Pulsleistung und bessere Strahlqualität erreicht. Eine ausführlichere Beschreibung des gepulsten Alexandrit-Lasers und eine am IAP entwickelte, spezielle Regelungs- und Stabilisierungstechnik werden in Abschnitt 4.2.1 vorgestellt. Wie auch in Abbildung 4.7 dargestellt, wird der leistungsstarke Alexandrit-Puls erst nach dem Seeder-Referenzpuls erzeugt und mit einer zeitlichen Verzögerung abgegeben. Der Seeder-Referenzpuls und der Alexandrit-Puls sind somit zeitlich voneinander getrennt. Wie auch bei den Seeder-Referenzmessungen wird ein schwaches Signal des Alexandrit-Lasers über den Referenzeingang in die Nachweisbank geleitet (Abbildung 4.6, grüne gestrichelte Linie). Der Frequenzversatz zum Seeder und die spektrale Form der Alexandrit-Pulse werden hier mit Hilfe der schmalbandigen Filter beim Scannen der Laserfrequenz bestimmt. Der Alexandrit- und der Seeder-Laser sind somit über die schmalbandigen Filter miteinander verknüpft. Mit Hilfe der atomaren Wellenlängenreferenz ist daher neben dem Seeder- auch der Alexandrite-Laser in der absoluten Frequenz bestimmt. Des Weiteren wird der Zeitpunkt und die zeitliche Form der Alexandrit-Laserpulse ebenfalls mit der Photodiode (PD-Power) bestimmt. Die Referenzmessungen des Seeder- und Alexandrit-Lasers werden für die Auswertung der Atmosphären-Messdaten gespeichert und beim Bestimmen des Doppler- Windes und -Temperatur berücksichtigt.

Parallel zu den Referenzmessungen wird für die Atmosphärenmessung der Alexandrit-Laser mit hoher Pulsenergie über ein Teleskop in die Atmosphäre geschickt (Abbildung 4.6, grüne Linie). Bevor der Alexandrit-Laser das Teleskop verlässt, wird das linear polarisierte Licht mit Hilfe einer  $\lambda/4$ -Platte in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Bei der Mie- und Rayleigh-Streuung in der Atmosphäre wird die Händigkeit der Polarisation ausgenutzt. Das zurückgestreute Licht wird dabei in der Polarisation umgedreht. Nach erneutem Passieren der  $\lambda/4$ -Platte wird das Licht wieder in linear polarisierte Licht umgewandelt. Aufgrund der Polarisationsdrehung wird anschließend das Licht im Polarisationsstrahlteiler in die Nachweisbank reflektiert. Nach den Referenzmessungen wird das in der Atmosphäre gestreute und im Teleskop gesammelte Signal anschließend in der Nachweisbank durch Öffnen des Choppers untersucht (Abbildung 4.7, gelber Bereich). Aufgrund der starken Rückstreuung in der Troposphäre wird hierbei das Signal der ersten Kilometer geblockt und damit eine Sättigung der APDs<sup>23</sup> in der Nachweisbank verhindert. Außerdem ist hierdurch ein ausreichender zeitlicher Versatz zwischen den Referenz- und Atmosphären-Messungen gegeben. Während der Atmosphärenmessung gelangt dabei kein Licht des Seeder- oder Alexandrit-Lasers über den Referenzeingang in die Nachweisbank, was ungestörte und untergrundfreie Atmosphärenmessungen erlaubt.

Die Nachweisbank mit den beiden separaten Eingängen für Referenz- und Atmosphären-Signal beinhaltet eine Kombination von mehreren schmalbandigen Filtern und APDs. Zwei 0,3 nm-Interferenzfilter dienen dabei zur Reduzierung des solaren Untergrundes. Ein planares Etalon ( $\Delta\nu \approx 900$  MHz) wird zur Untersuchung der Resonanz- und Rayleigh-Streuung verwendet. Das geblockte Signal (hauptsächlich solarer Untergrund) wird dabei am planaren Etalon reflektiert. Durch Ausnutzen der Polarisation wird das geblockte (reflektierte) Signal vom Eingangssignal getrennt und mit APD<sub>0</sub> detektiert. Das am planaren Etalon transmittierte Signal wird anschließend mit einem schmalbandigen konfokalen Etalon ( $\Delta\nu = 7,5$  MHz) gefiltert und dient zur Trennung der schmalbandigen Mie-Streuung von der breitbandigeren Rayleigh-Streuung. Analog zum planaren Etalon wird auch am konfokalen Etalon das geblockte Signal reflektiert, aber in diesem Fall auf APD<sub>1</sub> (Rayleigh) detektiert. Des Weiteren wird das transmittierte schmalbandige Signal mit APD<sub>2</sub> (Mie) detektiert.

---

<sup>23</sup>Perkin-Elmer, SPCM-AQR, Quanteneffizienz > 65 %

Zusammenfassend erlaubt somit die direkte Kopplung von Laser, Teleskop und Nachweisbank ein in sich geschlossenes und kompaktes System. Gegenüber herkömmlichen Doppler-Lidars ist hierdurch der technologische Aufwand stark reduziert. Des Weiteren erlaubt es zusätzliche Parameter zu ermitteln, die ansonsten nicht zur Verfügung stehen. Hierzu zählen bspw. die spektrale Form des gepulsten Lasers oder die genauen spektralen Eigenschaften der verwendeten schmalbandigen Filter, während jeder einzelnen Messung. Das hier gezeigte Schema hebt sich dabei von der klassischen Herangehensweise ab, bei der ein Gerät für nur genau einen Zweck verwendet wird. Ein Beispiel dafür ist die Photodiode (PD-Power), die sowohl die Leistung des gepulsten Lasers, als auch die wellenlängenabhängige Leistung des Seeder-Lasers erfasst. Diese werden dann bei der Ermittlung der Spektren in Echtzeit berücksichtigt. Ein weiteres Beispiel ist das konfokale Etalon, neben den Aerosol- und Windmessungen werden hiermit auch die spektrale Breite des Alexandrit-Lasers und dessen Frequenzablage gegenüber dem Seeder-Laser bestimmt.

Eine ausführlichere Beschreibung der einzelnen Komponenten, wie dem Alexandrit-Laser, das Teleskop, die Nachweisbank und die speziellen Stabilisierungstechniken werden in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellt.

#### 4.2.1 Neuartiger dioden-gepumpter Alexandrit-Laser

Für satellitengestützte Doppler-Resonanzlidarmessungen wurde in einer Kooperation zwischen dem Fraunhofer-Institut für Lasertechnik Aachen (ILT) und dem IAP im Rahmen des Verbundprojektes ALISE<sup>24</sup> ein neuartiger diodengepumpter Alexandrit-Laser entwickelt. Eine Weiterentwicklung dieses kompakten und effizienten Lasersystems wird in dieser Arbeit verwendet und nachfolgend beschrieben. Ausführlichere Beschreibungen sind zum diodengepumpten Alexandrit-Laser für Weltraumanwendungen in [107], [80] und speziell das Pumpmodul in [82] zu finden.

Für Kalium- oder Eisen-Resonanzlidars werden typischerweise blitzlampengepumpte Alexandrit-Ringlaser im gütegeschalteten longitudinalen Einzelmodenbetrieb verwendet [120, 67]. Dabei sind Blitzlampen aufgrund ihrer geringen Effizienz und Lebensdauer für den Weltraumbetrieb ungeeignet. Die für Doppler-Lidars interessanten Kalium-Resonanzlinien (770 oder 766 nm) sind dabei aufgrund der breiten Durchstimmbarkeit von Alexandrit (700 – 800 nm, [113]) direkt oder wie bei der Eisen-Resonanzlinie (386 nm) durch Frequenzverdopplung erreichbar. Das IAP hat viele Jahre Erfahrung im Betrieb und Entwicklung von blitzlampengepumpten Alexandrit-Lasern, auch unter anspruchsvollen Bedingungen wie in der Polarregion oder auf einem Forschungsschiff [120, 52, 72]. Die Effizienz, Zuverlässigkeit und Wartungsarmut des Lasers sind gerade für solche Anwendungen von großer Bedeutung. Gegenüber blitzlampengepumpten Lasern können bei diodengepumpten Lasern bessere Eigenschaften erzielt werden. Die Verfügbarkeit leistungsstarker roter Laserdioden ermöglicht die Entwicklung neuer diodengepumpter Alexandrit-Laser mit hoher Effizienz und kompakten Design, was gerade für Doppler-Lidar Anwendungen interessant ist.

---

<sup>24</sup>engl.: diode-pumped Alexandrite Laser Instrument for Next Generation Satellite-based Earth Observation, diodengepumpter Alexandritlaser- Instrument für die nächste Generation der weltraumbasierten Erdbeobachtung



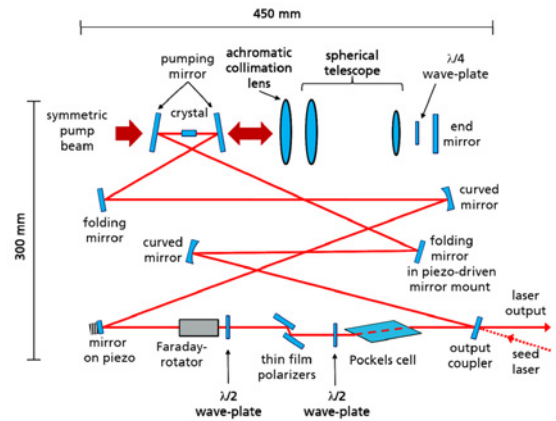
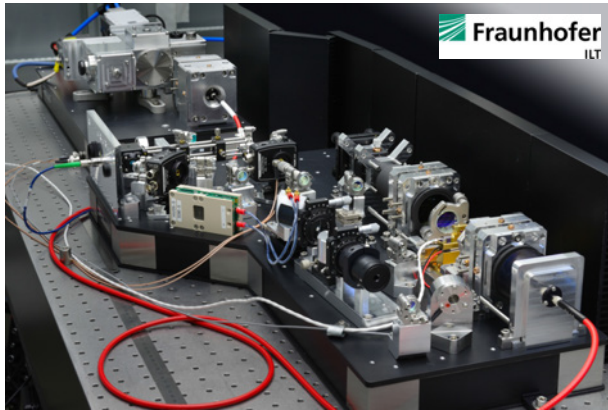


Abbildung 4.8: In Kooperation von ILT und IAP entwickelter neuartiger diodengepumpter Alexandrit-Laser. Links: Fotografie des Alexandrit-Lasers (ohne Abdeckung) mit Pumplaser im Hintergrund und Ringlaser im Vordergrund mit Glasfaserverbindung (rot). Rechts: Schematischer Aufbau des Ringlasers mit Alexandrit-Kristall, Rückfaltung des Pumplichts, Einkopplung des Seeder-Lasers sowie diverse Optiken zur Strahlführung und -formung (entnommen aus [107]).

In Kooperation mit dem ILT wurde somit der weltweit erste diodengepumpte Alexandrit-Laser entwickelt [107]. Eine speziell an VAHCOLI angepasste Weiterentwicklung des Lasers ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Der Laser besteht aus einem Ringlaser und einem Pump-Lasermodul, welche über eine Glasfaser ( $d = 400 \mu\text{m}$ ,  $\text{NA} = 0,22$ ) miteinander verbunden sind. Die Trennung beider Baugruppen ermöglicht einen kompakten und flexiblen Aufbau. Die Fasereinkopplung des Pumplasers führt dabei zu einer Homogenisierung des Pump-Strahlprofils. Trotz Einkoppelverlusten kommt es daher aufgrund der besseren Überlappung zwischen Pump- und Lasermode zu einer Erhöhung der Effizienz. Der Pump-Laser wurde speziell am ILT entwickelt und besteht aus zwei Diodenmodulen, die wiederum mehrere Laserdiodenbarren beinhalten und Licht bei einer Wellenlänge von  $636 \text{ nm}$  emittieren. Die Energie der Pumppulse beträgt  $24 \text{ mJ}$  bei einer Pulsdauer von  $120 \mu\text{s}$  und einer Wiederholrate von  $500 \text{ Hz}$ . Für die nächste Generation der diodengepumpten Alexandrit-Laser wurde in Zusammenarbeit mit der Industrie ein leistungsfähigerer Pump-Laser entwickelt, der zukünftig kommerziell verfügbar sein wird. Der Ringresonator des Alexandrit-Lasers ( $L \approx 2 \text{ m}$ ) beinhaltet einen Alexandrit-Kristall ( $\text{Cr}^{3+} : \text{BeAl}_2\text{O}_4, 7 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3, T = 105^\circ\text{C}$ ), welcher mit dem fasergekoppelten Pump-Laser optisch gepumpt wird. Verschiedene Spiegel dienen zur Strahlführung und -formung sowie ein Faraday-Isolator für einen unidirektionalen Laserbetrieb. In dem Alexandrit-Laser wird der schmalbandige und durchstimmbare ECDL-Laser als Seeder-Laser eingekoppelt. Aufgrund von stimulierter Emission wird hierdurch der Laserbetrieb bei der Seeder-Wellenlänge angeregt und der SLM<sup>25</sup>-Betrieb erreicht. Der Seeder-Laser und die Resonatormode sowie dessen Länge sind dazu aufeinander angepasst. Die Resonatorlänge wird mit einem Piezo-betriebenen Spiegelhalter aktiv geregelt. Zur aktiven Frequenzstabilisierung wurde am IAP eine neue Technik Namens Advanced-Ramp-and-Fire<sup>26</sup> entwickelt, welche später näher beschrieben wird. Mit Hilfe einer Pockels-Zelle<sup>27</sup> wird das Schalten der Resonatorgüte zur Erzeugung leistungs-

<sup>25</sup>engl.: single longitudinal mode

<sup>26</sup>modifizierte Variante der gängigen Ramp-and-Fire-Methode

<sup>27</sup>elektrooptischer Schalter beruhend auf den Pockels-Effekt

Pulsenergie	1,7 mJ
Repetitionsrate	500 Hz
elektro-optische Effizienz	2 %
Pulsdauer	850 ns
Wellenlänge	769,898 nm
Linienbreite	< 10 MHz
Frequenz-Verschiebung	< 1 MHz
Frequenz-Jitter <sup>28</sup>	< 1 MHz
Strahlqualität	$M^2 < 1,1$
Pointing-Stabilität	< 3 $\mu$ rad

Tabelle 5: Übersicht der Parameter des Alexandrit-Lasers, entnommen aus [107].

starker Pulse im Q-Switch<sup>29</sup>-Betrieb realisiert. Es wird eine Pulsenergie von bis zu 1,7 mJ bei einer Puls-Wiederholrate von 500 Hz und Pulslängen von 850 ns bzw. eine mittlere Leistung von 0,85 W erreicht. Dabei wird eine Laserlinienbreite von < 10 MHz erzielt. In dieser Arbeit ist die geringe spektrale Breite, in Kombination mit der Durchstimmbarkeit des Lasers, besonders wichtig bei der Realisierung der spektralen Verfahren. Des Weiteren erfüllt der Laser mit einer hohen Puls-zu-Puls-Stabilität der Leistung von 0,2 % und einem gaußförmigen Strahlprofil mit guter Strahlqualität von  $M^2 \leq 1,1$  wichtige Bedingungen für die Verwendung als Laserquelle in Lidars. Der kompakte und robuste Aufbau vereinfacht zudem die Integration und den Betrieb des Lasers im System.

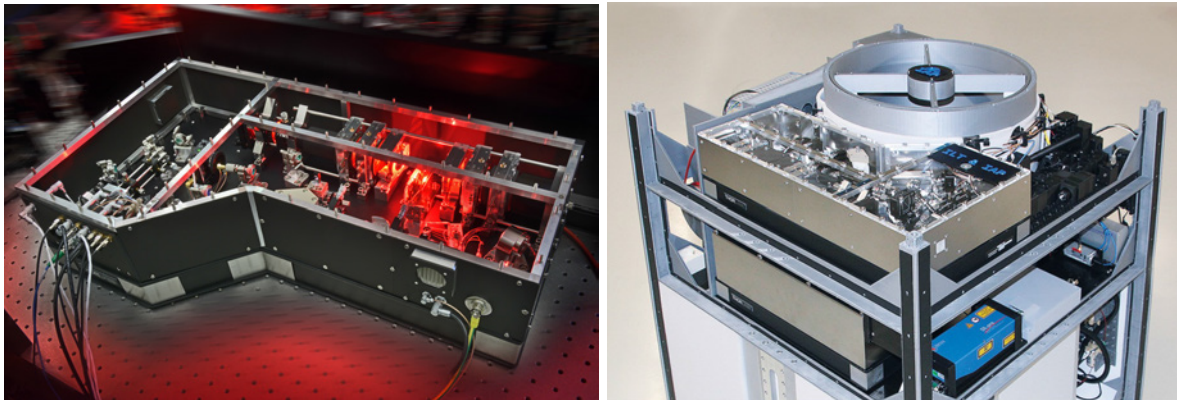


Abbildung 4.9: Fotografien des Alexandrit-Lasers. Links: Laser in Betrieb mit rotem Pump- und Streulicht am Alexandrit-Kristall. Rechts: Laser mit Ringresonator (obere Ebene), Pump-Laser und Seeder-Laser (mittlere Ebene). Alle benötigten Netzteile, Controller und Elektronik sind vollständig in die VAHCOLI-Lidar-Plattform integriert.

<sup>28</sup>engl. für Zittern (Frequenzschwankungen)

<sup>29</sup>Güteschaltung



### 4.2.2 Teleskop

Wie zuvor in Abbildung 4.6 dargestellt, wird nach der Erzeugung des Alexandrit-Pulses ein geringer Anteil des Pulses für Referenzmessungen entnommen. Anschließend wird der Puls über einen Polarisationsstrahlteiler in das Teleskop geleitet. Zur Feinjustage der Einkoppelung in das Teleskop wird ein motorisierter Spiegelhalter verwendet. Die Überlappung vom Teleskop-Sichtfeld und Laser kann so im laufenden Betrieb im geschlossenen System korrigiert und optimiert werden. Das Teleskop und der Laser befinden sich dabei in einer nahezu koaxialen Konfiguration, d.h. der gesendete Laser und das empfangene Signal verwenden dasselbe Teleskop und den gleichen Strahlengang. Der Aufbau des Teleskops mit aufgeweitetem Laser ist in Abbildung 4.10 dargestellt.

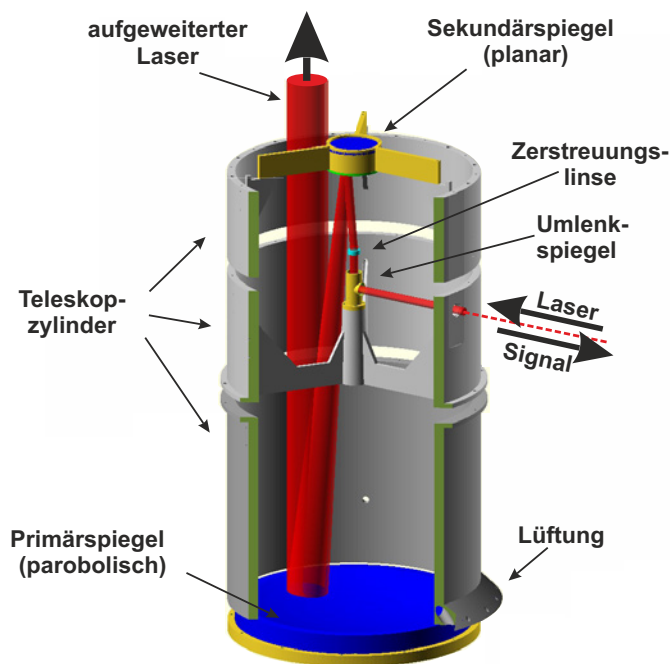


Abbildung 4.10: Aufbau des Teleskops, bestehend aus Parabolspiegel ( $d = 0,5\text{ m}$ ,  $f = 1100\text{ mm}$ ) und Zerstreuungslinse ( $f = -40\text{ mm}$ ,  $d = 24,5\text{ mm}$ ). Die Faltung des Strahlengangs mit Hilfe des planaren Sekundärspiegels erlaubt einen kompakteren Aufbau. Laser (rot) und zurückgestreutes Atmosphärensignal (nicht eingezeichnet) gehen über das gleiche Teleskop. Die Temperierung und Lüftung des Primärspiegels und Teleskopraums auf Außentemperatur erlaubt eine Reduzierung der Turbulenzen (Seeing). In der Abbildung sind die Isolierung des Teleskops und Teile des Gestells nicht dargestellt.

Das Teleskop besteht aus einem parabolischen Primärspiegel mit einem Durchmesser von  $d = 0,5\text{ m}$  und einer Brennweite  $f_{\text{Teleskop}} = 1100\text{ mm}$  sowie einer Zerstreuungslinse mit  $d = 24,5\text{ mm}$  und  $f_{\text{Linse}} = -40\text{ mm}$ . Der Strahldurchmesser des Alexandrit-Lasers wird dabei um ein Faktor  $f_{\text{Teleskop}}/f_{\text{Linse}} = 27,5$  von etwa 4 auf etwa 100 mm aufgeweitet und die Laserdivergenz entsprechend reduziert. Für einen augensicheren Betrieb in der Atmosphäre ist für die verwendete Pulsleistung ein Aufweitungsfaktor  $> 138$  notwendig und somit nicht gegeben. Dementsprechend werden andere Maßnahmen wie die Luftraumüberwachung mit Radar und Kamera eingesetzt. Der Teleskopstrahlengang ist mit Hilfe eines planaren 4''-Sekundärspie-

gel zwischen Primärspiegel und Linse gefaltet, was die Teleskopgröße bzw. Höhe des Lidars deutlich reduziert. Das Atmosphärensignal wird über der gesamten Teleskopfläche gesammelt und entlang des Laser-Strahlengangs in entgegengesetzter Richtung seitlich aus dem Teleskop ins Innere der Lidar-Plattform geleitet. Der Strahldurchmesser des Atmosphärensignals wird dabei zunächst auf 18 mm und anschließend in der Nachweisbank auf 6 mm reduziert. Durch Ausnutzen der Polarisation wird hierbei das empfangene Atmosphärensignal vom gesendeten Laser getrennt und in die Nachweisbank gelenkt. Dort wird das Sichtfeld des Teleskops durch eine 100  $\mu\text{m}$ -Blende auf 33  $\mu\text{rad}$  reduziert und mit Hilfe von Etalon-Filtern spektral analysiert, was ausführlicher im nächsten Unterkapitel beschrieben wird. Das reduzierte Sichtfeld entspricht somit in 100 km einer Aufweitung des Teleskopspiegeldurchmessers um lediglich 3,3 m auf etwa 4 m. Die geringe Laserdivergenz ( $M^2 < 1,1 \hat{=} 13 \mu\text{rad}$ ) entspricht dabei in 100 km einer Kreisfläche mit einem Durchmesser von etwa 1,3 m. Die hohe räumliche Puls-zu-Puls-Stabilität des Lasers (Pointing  $< 3 \mu\text{rad}$ ) erlaubt es, die Pulse auf etwa 1 cm genau im Sichtfeld zu halten, was eine Abweichung von nur  $6 \cdot 10^{-6}$  Grad zwischen Laser- und Teleskopachse entspricht. Die koaxiale Konfiguration von Teleskop und Laser mit Verwendung desselben Teleskop erlaubt somit eine gute Überlagerung der Sichtfelder über einen großen Höhenbereich mit hoher räumlichen Stabilität. Das geringe Sichtfeld dient der deutlichen Reduzierung des solaren Untergrundes. In dieser Arbeit wird ein festes Sichtfeld zur Messung der Vertikalwinde verwendet. Eine Erweiterung ist das Verkippen und Schwenken des Lidars. Dies würde eine langsame Änderung der Ausrichtung des Sichtfeldes erlauben, wodurch zusätzlich auch die Horizontalwinde in einem großen Volumen messbar sind. Ein weiterer Ansatz zur 3-dimensionalen Untersuchung der Atmosphäre ist das schnelle Schalten von Puls-zu-Puls zwischen mehreren gekippten Teleskopen mit festen Sichtfeldern. Diese Variante befindet sich momentan in der Entwicklung und soll zukünftig eingesetzt werden.

Zur Reduzierung von Luftturbulenzen (Seeing) über den Teleskopspiegel und an der Teleskopwand wird während des Messbetriebs der Teleskopraum belüftet und auf die Umgebungstemperatur temperiert. Trotz der geringen Abwärme des Systems wird ansonsten die Abbildungsqualität des Teleskops reduziert, insbesondere beim Aufheizen durch die Sonne bei hohen Sonnenständen. Des Weiteren verhindern eine integrierte Strahlungsheizung die Kondensation von Wasser auf dem Teleskopspiegel. Um die Teleskopoptiken vor Schnee, Regen und Verschmutzung zu schützen, wird außerhalb des Messbetriebs der Teleskopraum mit Hilfe einer motorisierten Dachluke geschlossen. Eine kontinuierliche Belüftung des Teleskops verhindert das Eindringen von Staub und gleicht Temperaturunterschiede zur Umgebung aus.

### 4.2.3 Nachweisbank

Wie zuvor in Kapitel 3.3 beschrieben, werden mit Hilfe spektraler Filter die verschiedenen Streuprozesse anhand ihrer unterschiedlichen Dopplerbreiten untersucht. Die Bedeutung der schmalbandigen Filterung, zur Reduzierung des solaren Untergrundes, wurde zudem zuvor in Kapitel 3.4 beschrieben.

In Abbildung 4.11 ist der optische Aufbau der Nachweisbank dargestellt. Die Nachweisbank der Lidar-Plattform setzt sich insgesamt aus drei Kanälen zusammen, deren spektrale Breiten an unterschiedliche Streuprozesse angepasst sind. Ein breitbandiger Kanal ( $APD_0$ ) dient zur Detektion des solaren Untergrundes und wird hauptsächlich für die Justage und Entwicklung des Systems verwendet. Für die eigentlichen Atmosphärenmessungen ist dieser Kanal nicht zwingend notwendig und wird deshalb in zukünftigen Systemen nicht mehr enthalten sein. Im eigentlichen Messbetrieb werden zwei schmalbandige Kanäle zur Untersuchung der Streuprozesse verwendet. Ein Kanal mit einer spektralen Filterbreite in der Größenordnung der Dopplerbreite der Resonanzstreuung dient zur Untersuchung der Rayleigh- und Kalium-Resonanz-Streuung ( $APD_1$ , Rayleigh-Kanal). Als Filter wird ein temperaturstabilisiertes Festkörper-Etalon ( $\Delta\nu = 900$  MHz) verwendet. Ein noch deutlich schmalbandigerer Kanal dient zur Untersuchung der Mie-Streuung ( $APD_2$ , Mie-Kanal). Als Filter wird ein konfokales Etalon ( $\Delta\nu = 7,5$  MHz) genutzt. Zwei zusätzliche breitbandige 0,3 nm-Interferenzfilter werden zur Reduzierung des solaren Untergrundes und Streulicht verwendet.

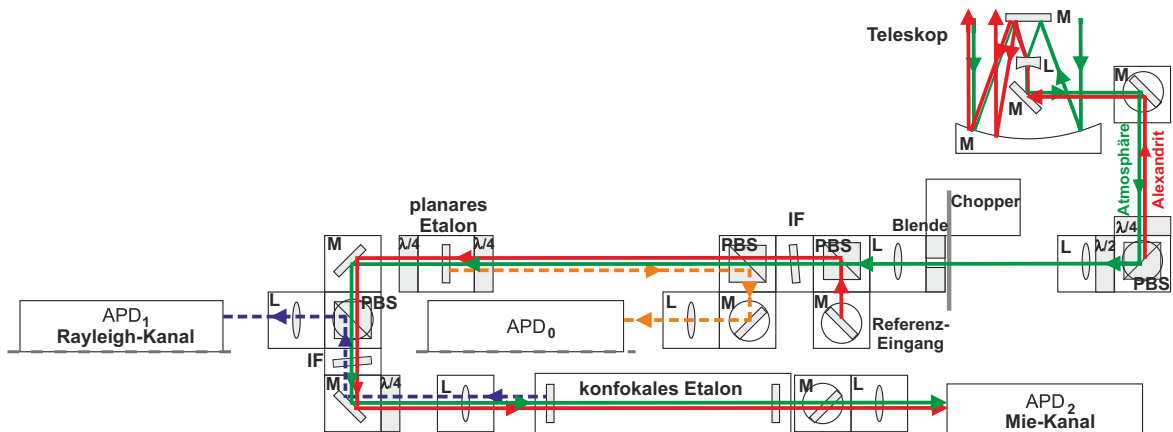


Abbildung 4.11: Optischer Aufbau der Nachweisbank. Das Atmosphärensignal (grün) gelangt durch eine Blende in die Nachweisbank und wird mit Hilfe eines planaren und eines konfokalen Etalons spektral untersucht. Zeitlich versetzt werden über einen separaten Eingang der Seeder- und Alexandrit-Laser für Referenzmessungen eingekoppelt (M:Spiegel, L:Linse).

Die Nachweisbank verwendet polarisiertes Licht. Zukünftig erlaubt die Untersuchung der Depolarisation der Streuung auch Aussagen über die Form und Beschaffenheit der Aerosolteilchen, z.B. wie in [99] beschrieben. In der Nachweisbank wird zudem die Polarisation des Lichts zur Trennung des Eingangssignals und der an den Filtern geblockten spektralen Signalanteile verwendet. Hierzu wird hinter einem Polarisationsstrahlteiler das linear polarisierte Licht mit Hilfe einer  $\lambda/4$ -Platte in zirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Anschließend wird das Signal durch ein Etalon spektral gefiltert. Erfüllt das Signal dabei die Resonanzbedingung des Etalons wird es transmittiert und hinter dem Filter detektiert. Erfüllt dagegen das Signal nicht die Resonanzbedingung wird das Signal reflektiert (geblockt). Das reflektierte

zirkular polarisierte Signal durchläuft anschließend erneut die  $\lambda/4$ -Platte und wird wieder in linear polarisiertes Licht umgewandelt. Im Vergleich zum Eingangssignal weist das reflektierte Signal nun aber eine gedrehte Polarisation auf, wodurch es am Polarisationsstrahlteiler vom Eingangssignal getrennt und detektiert werden kann. Bei Verwendung von ausschließlich linear polarisiertem Licht bliebe die Polarisation bei der Reflektion erhalten und eine Trennung der Signale wäre dann so nicht möglich. Diese Methode erlaubt es das am Filter transmittierte und das geblockte Signal gleichzeitig zu verwenden, wodurch eine hohe Systemeffizienz erzielt wird. Mit Absorptionsfiltern wäre dies bspw. so nicht möglich. Aufgrund des hohen Polarisationsgrades des Lichtes und der hohen Transmission ( $T > 96\%$ ) bzw. Reflexion ( $R > 99\%$ ) der Optiken ist diese Methode nahezu verlustfrei. Die Interferenzfilter und das Festkörper-Etalon weisen ebenfalls eine hohe Transmission von  $T = 98\%$  bzw.  $95\%$  auf, auch bei großen Strahldurchmessern. Das konfokale Etalon erreicht u.a. aufgrund der Resonatorgeometrie nur eine Transmission von  $T = 45\%$ . Das konfokale Design erlaubt dabei eine höhere Stabilität aufgrund der geringeren Ansprüche bei der Justierung als beim planaren Design. Um die gleichen spektralen Eigenschaften zu erreichen, müsste ein planares Etalon zudem aufgrund des großen Teleskop-Spiegels sowie der hohen Restdivergenz im System einen wesentlich größeren Durchmesser haben und wäre doppelt so lang. Aufgrund der Apertur des konfokalen Etalons von  $12,5\text{ mm}$  und der Modenanpassung wurde der Strahldurchmesser in der Nachweisbank auf  $6\text{ mm}$  verringert. Der FSR des konfokalen Etalons ist mit Hilfe eines Piezo-Kristalls veränderbar. Dies ermöglicht eine sehr genaue und schnelle Regelung des Filters bei den Referenzmessungen mit dem Seeder-Laser, was aufgrund der Schmalbandigkeit des Filters besonders wichtig ist. Dagegen wird das planare Festkörper-Etalon über die Temperatur geregelt, was aber nur eine langsame Frequenzstabilisierung erlaubt. Eine schnellere Stabilisierung durch Verkippen mittels Piezo ist zukünftig geplant. In Abschnitt 4.3 und 4.5 wird detaillierter auf die erzielte Filterstabilität und den resultierenden Fehlern bei der Wind- und Temperaturbestimmung eingegangen. Wie zuvor beschrieben, werden zeitlich versetzt das Atmosphären-Signal sowie über einen Referenzeingang der Seeder- und Alexandrit-Laser in die Nachweisbank eingekoppelt. Mit Hilfe des Seeder-Lasers werden so die Filter spektral charakterisiert, mit denen anschließend das Atmosphären-Signal sowie der Alexandrit-Laser untersucht werden. Wichtig ist hierbei das Übereinstimmen sowie die räumliche Stabilität der optischen Achsen des Atmosphären-Signals und der beiden Referenzsignale. Kleine Änderungen führen sonst zu einer Verschiebung der Frequenz und spektralen Form der Filter bzw. Laser und somit zu einer Abweichung der Messergebnisse, was in Abschnitt 4.5 näher beschrieben wird. Die thermische Isolierung und Temperaturstabilisierung der Nachweisbank, insbesondere der Optiken und des Strahlengangs, führen zu einer starken Dämpfung von Temperaturschwankungen. Des Weiteren sind auch Schall, Vibrationen und Streulicht stark reduziert. Testmessungen zeigen, dass die optische Achse des gepulsten Lasers relativ zum Teleskop sowie zur Nachweisbank für viele Stunden aufgrund des rein mechanischen Aufbaus konstant gehalten wird. Erst bei direkter Sonneneinstrahlung, die zu einer starken einseitigen Erwärmung und damit zum leichten Verziehen des Gesamtsystems führt, ist eine Regelung notwendig. Zur Kompensation dieser langsamen Änderungen dient ein motorisierter Spiegel. Hiermit wird alle paar Sekunden die Position des Lasers innerhalb des Sichtfeldes leicht geändert, was eine Regelung anhand der Änderung der Signalstärke erlaubt. Langzeit-Atmosphärenmessungen können somit stabil und unterbrechungsfrei durchgeführt werden.

### 4.3 Filter- und Laserstabilisierung

Im System werden viele verschiedene Spektren mit dem frequenzscannenden Ansatz kontinuierlich und parallel gemessen. Diese sind einerseits zur Auswertung der Atmosphärenmessungen notwendig und dienen andererseits zur Frequenzstabilisierung der beiden Laser und Filter. Entscheidend sind dabei die zeitgleich durchgeführten Messungen aller Größen sowie die Auswertung und Regelung in Echtzeit. Die spektralen Informationen machen hierdurch ansonsten benötigte zusätzliche Hardware überflüssig. Klassische Methoden, die typischerweise zur Stabilisierung auf eine feste Frequenz dienen, sind dabei nicht direkt anwendbar. Stattdessen wurde am IAP hierzu sowie zur Auswertung der VAHCOLI-Messdaten eine umfangreiche Software-basierte Lösung entwickelt. In diesem Unterkapitel werden die verwendeten Techniken zur Stabilisierung der Spektren vorgestellt. Zunächst wird die dopplerfreie Spektroskopie an Kalium als Wellenlängenreferenz und ein Glasfaserresonator zur Kalibrierung der Frequenzachse dargestellt. Anschließend wird die Charakterisierung und Stabilisierung der Filter mit Hilfe des Seeder-Lasers sowie die Stabilisierung des Alexandrit-Lasers vorgestellt. Im Anschluss wird in den beiden darauffolgenden Unterkapiteln die Wind- und Temperaturbestimmung sowie deren Fehler näher beschrieben.

#### 4.3.1 Dopplerfreie Spektroskopie als Wellenlängenreferenz

Mit Hilfe von Resonanz-Fluoreszenzmessungen an Kalium wird die Temperatur der Atmosphäre anhand der spektralen Breite und Form des dopplerverbreiterten Spektrums bestimmt. Voraussetzung hierfür ist die genaue Kenntnis der absoluten Frequenz und spektralen Form des Lasers sowie der Filter. Neben der Durchstimmbarkeit der Laserfrequenz von Puls zu Puls ist außerdem eine hohe Filter- und Laserstabilität aufgrund der langen Integrationszeit von wenigen Minuten bis einigen Stunden bei den Messungen notwendig. Als absolute Wellenlängenreferenz wird in dieser Arbeit eine selbst entwickelte dopplerfreie Polarisations-spektroskopie verwendet. Hierbei handelt es sich um eine kompakte Variante der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie mit höherer Empfindlichkeit (siehe z.B. [21]). Mit Hilfe des schmalbandigen Seeder-Lasers wird hier beim Scannen der Laserfrequenz die Hyperfeinstruktur von Kalium bis zur natürlichen Linienbreite aufgelöst. Dabei wird die Seeder-Laserfrequenz auf die Linien des dopplerfreien Spektrums stabilisiert. Der Aufbau einer klassischen Sättigungsspektroskopie sowie von der verwendeten Polarisationspektroskopie sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Außerdem ist eine Beispielmessung an Kalium in Abbildung 4.13 gezeigt. Der kompakte Aufbau ist speziell für das VAHCOLI-Lidar in 3D-Drucktechnik entwickelt und in den optischen Aufbau integriert. Bei der klassischen Sättigungsspektroskopie wird ein schmalbandiger Laser in zwei Strahlen aufgeteilt, einem starken Pump-Strahl und einem schwachen Probe-Strahl. Beide Strahlen werden mit entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung in einer atomaren Dampfzelle (z.B. mit Kalium) überlagert und die Laserfrequenz geändert. Ohne Pump-Strahl misst der Probestrahl das dopplerverbreiterte Absorptionsspektrum der Kalium-Atome, welche eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung aufweisen. Dagegen werden bei Anwesenheit des Pumpstrahls aufgrund der Sättigung die Übergänge dopplerfrei im Spektrum sichtbar. Bei Laserfrequenzen, die sich von den Resonanzfrequenzen der optischen Übergänge unterscheiden, erfahren die entgegengesetzten Laser-Strahlen eine entgegengesetzte Dopplerverschiebung und interagieren daher mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsgruppen der Atome. Der Probestrahl misst bei diesen Frequenzen deshalb das klassische dopplerverbreiterte Absorptionsspektrum. Stimmen dagegen die Laser- und Resonanzfrequenzen überein,

wechselwirken Pump- und Probestrahl mit der gleichen Geschwindigkeitsgruppe an Atomen. Der starke Pumpstrahl sättigt dabei den optischen Übergang. Aufgrund der nun reduzierten Absorption des Probestrahl ist die Transmission bei dieser Frequenz erhöht und ein sogenannter Lamb-Dip ist im Absorptionsspektrum zu sehen. Regen Pump- und Probestrahl unterschiedliche optische Übergänge an, kommt es neben den Lamb-Dips auch zu sogenannten Cross-Over-Linien, die zwischen den beteiligten Resonanzfrequenzen liegen. Die Frequenzen der Lamb-Dips und Cross-Over-Linien sind für Kalium sehr genau bis in den kHz-Bereich bekannt und dienen daher als absolute Wellenlängenreferenz [1, 27]. Gegenüber der Sättigungsspektroskopie wird bei der Polarisationspektroskopie die Polarisation des Lasers ausgenutzt, wodurch der Kontrast und die Empfindlichkeit der dopplerfreien Messungen erhöht werden [21, 87, 86]. Der in dieser Arbeit verwendete Aufbau nutzt zudem die Polarisation, um die Komplexität und Größe des Aufbaus zu reduzieren. Wie auch in Abbildung 4.12 rechts dargestellt, dient der durch die Kalium-Dampfzelle transmittierte Pumpstrahl, durch anschließendes Zurückspiegeln, gleichzeitig auch als Probestrahl.

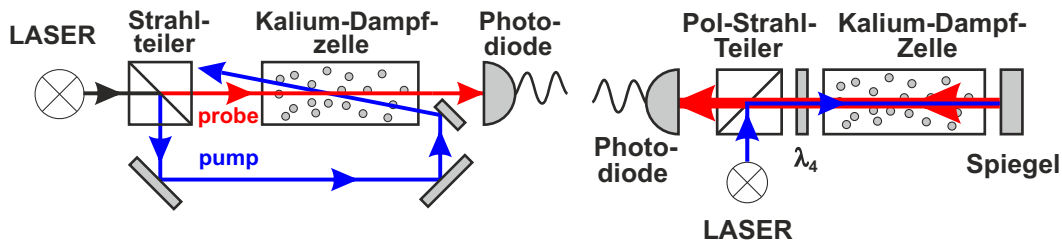


Abbildung 4.12: Links: Klassischer Aufbau einer Sättigungsspektroskopie. Rechts: Spezielle Polarisationspektroskopie mit reduzierter Komplexität und Größe sowie guter Überlagerung der entgegengesetzten Strahlen in der Zelle. Der transmittierte Pumpstrahl (blau) dient durch Ausnutzen der Polarisation auch gleichzeitig als Probestrahl (rot).

In Abbildung 4.13 ist links das Termschema von Kalium mit den Übergängen der D1-Linie für die beiden Isotope  $^{39}\text{K}$  sowie  $^{41}\text{K}$  und rechts ein gemessenes Beispielspektrum der dopplerfreien Spektroskopie dargestellt. Eine detailliertere Beschreibung der optischen Eigenschaften und Frequenzen der Kalium-Übergänge sind außerdem im Anhang B gezeigt. In Abbildung 4.13 sind der gaußförmige dopplerverbreiterte Untergrund mit den dopplerfreien Lamb-Dips sowie die dazwischenliegenden Cross-Over-Linien gut zu erkennen. Während der Referenzmessungen werden die genauen Frequenzpositionen der einzelnen Linien bestimmt und als absolute Wellenlängenreferenz verwendet. Beim Scannen der Seeder-Laserfrequenz werden mit Hilfe einer digitalen Regelung die Frequenzpositionen der Linien durch Anpassen des Laserdiodenstroms stabilisiert. Für die Frequenzstabilisierung werden die in Abbildung 4.13 rechts eingezeichneten vier Lamb-Dips und fünf Cross-Over-Linien des Kalium-Isotope  $^{39}\text{K}$  verwendet. Die Stabilisierung des frequenzscannenden Lasers unterscheidet sich somit deutlich von den üblichen Frequenzstabilisierungen auf einer einzelnen Linie, welche aufgrund des weiten Scanbereichs so nicht ausreichend sind. Das dopplerfreie Spektrum wird über einen Bereich von  $> 1\text{ GHz}$  etwa alle  $100\text{ ms}$  kontinuierlich neu bestimmt. Die kurze Messdauer für einen kompletten Frequenzscan erlaubt neben der Lang- auch eine Kurzzeitstabilisierung der scannden Laserfrequenz. Die erzielte Frequenzstabilität des Seeder-Lasers wird zusammen mit der Stabilität des konfokalen Etalon-Filters ausführlicher im Abschnitt 4.3.4 in Abbildung 4.17

mit und ohne aktiver Regelung dargestellt. Des Weiteren werden die Fehler bei der Wind- und Temperaturbestimmung ausführlicher in Abschnitt 4.5 betrachtet. Bei einer Zeitbasis von 100 ms wird eine Frequenzstabilität von 0,15 MHz(rms) erreicht. Für Lidarmessungen von geringen Windgeschwindigkeiten im cm/s-Bereich werden aufgrund der Photonenstatistik Integrationszeiten von typischerweise 10 min benötigt, wodurch sich die Schwankungen des Seeder-Lasers durch Mittelung auf unter 10 kHz reduzieren. Dies entspricht einer relativen Frequenzstabilität von  $3 \cdot 10^{-11}$  bzw. 4 mm/s bei einem Lidar mit nur einer festen Laserfrequenz. Die erreichte Frequenzstabilität des Seeder-Lasers im System ist somit ausreichend, um geringe Windgeschwindigkeiten sehr genau zu bestimmen. Eine noch genauere Bestimmung der Übergänge ist u.a. mit anderen dopplerfreien Spektroskopie-Methoden wie bspw. Frequenzmodulationsspektroskopie [79] oder Zweiphotonenspektroskopie [21] möglich. Typischerweise wird hier der Laser aber auf eine feste Frequenz stabilisiert, wobei Stabilitäten von wenigen kHz bis Hz erreicht werden [125, 115, 95, 62]. Diese Methoden sind für das System so nicht direkt anwendbar, da einerseits ein weiter und schneller Frequenzscan benötigt wird und andererseits auch Messungen bei Frequenzen notwendig sind, bei denen keine Lamb-Dips oder Cross-Over-Linien vorhanden sind. Eine Verbesserung der Genauigkeit ist im System möglich aber nicht notwendig, da für die Atmosphärenmessungen die Eigenschaften des gepulsten Alexandrit-Lasers ausschlaggebend sind. Zum jetzigen Zeitpunkt wird diese Entwicklung aufgrund des zusätzlichen Aufwandes und der Komplexität nicht verfolgt.

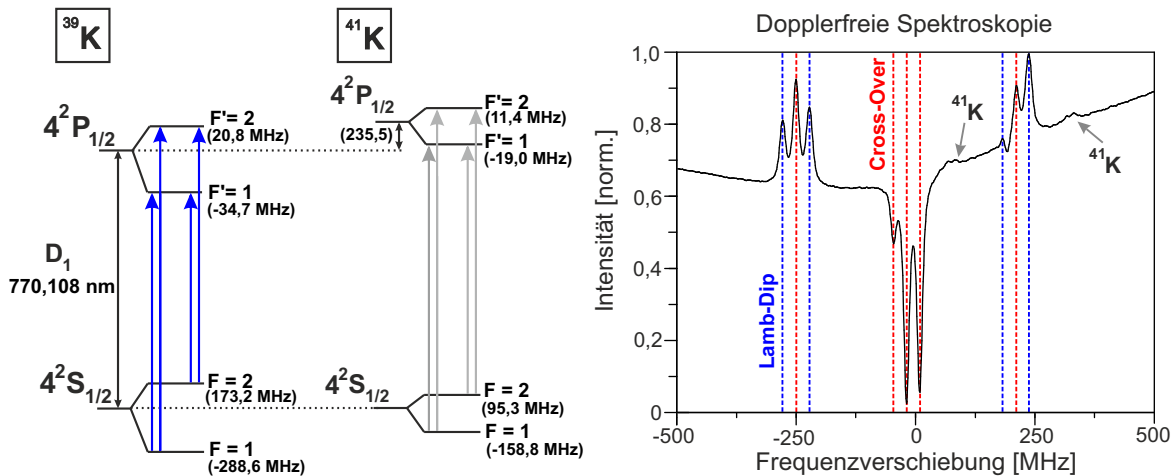


Abbildung 4.13: Links: Termschema mit Übergängen der D1-Linie der Kalium-Isotope  $^{39}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$ . Rechts: Dopplerfreie Messung an Kalium mit dopplerverbreiterten Untergrund sowie dopplerfreie Lamb-Dips und Cross-Over-Linien als Wellenlängenreferenz.

Ein generelles Problem beim Scannen der Seeder-Laserfrequenz über einen weiten spektralen Bereich ( $> 1 \text{ GHz}$ ) ist der nichtlineare Verlauf der Frequenz mit der Zeit. Diese werden verursacht durch Eigenschaften des Seeder-Lasers, wie Temperaturänderungen innerhalb der Laserdiode oder Hysterese-Effekte durch den verwendeten Piezo, sowie durch Druckänderungen. Hierdurch kommt es zu einer fehlerhaften Frequenzachse, was zu einer Zerrung und Verschiebung der gemessenen Spektren führt und gerade bei der Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Resonanz große Fehler verursachen kann. Da hier die spektrale Form bestimmt wird, ist eine genaue Frequenzachse über einen weiten Bereich und nicht nur bei wenigen Frequenzen notwendig. Ein Problem bei der dopplerfreien Spektroskopie an Kali-

um sind die wenigen Übergängen, die zur Stabilisierung genutzt werden können und deren geringe Frequenzabstände von etwa 500 MHz. Für dazwischenliegende Frequenzen und bei weiten Scanbereichen werden für eine genaue Kalibrierung der Frequenzachse weitere Frequenzmarker benötigt. In dieser Arbeit wurde daher zur Korrektur der Frequenzachse ein Glasfaserresonator als „Frequenzlineal“ entwickelt, was im nächsten Abschnitt näher vorgestellt wird.

#### 4.3.2 Korrektur der Frequenzachse mittels Glasfaserresonator

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, kann die Polarisationspektroskopie nur an wenigen durch die Atomphysik festgelegten Frequenzen zur Laserstabilisierung verwendet werden. Für eine korrekte Temperatur- und Windbestimmung ist aber eine genaue Frequenzachse über einen breiten Frequenzbereich mit vielen bekannten Frequenzen nötig. Im Vorgänger-System wurde zur Linearisierung der Frequenzachse ein Spektrumanalyser [54] verwendet, bestehend aus einem großen Etalon und einer schnellen Kamera. Mit einer Länge des Etalons, inklusive des abbildenden Systems von 1,2 m, ist dieses aufwendige und teure Verfahren für VAHCOLI ungeeignet. Gerade für ein Netzwerk mit mehreren solcher Lidars sind kompakte, kostengünstige und robuste Systeme notwendig.

Eine Möglichkeit zur Erweiterung der Referenzfrequenzen auf einen größeren Frequenzbereich mit vielen Frequenzpositionen ist das Ausnutzen der spektralen Periodizität von Etalon-Filtern. Die Periodizität, also der freie Spektralbereich (FSR) dieser optischen Resonatoren, ist dabei durch deren optische Weglänge gegeben. Das im System verwendete planare Festkörper-Etalon weist eine optische Weglänge von  $n \cdot L = 1,454 \cdot 0,5 \text{ m}$  auf, was einen Abstand der Frequenzmaxima mit  $\text{FSR} = c/(2nL)$  von etwa 200 GHz bedeutet. Zur Kalibrierung der Frequenzachse sind die Frequenzabstände jedoch zu groß und deshalb nicht ausreichend. Des Weiteren werden je nach Scanbereich verschiedene Frequenzabstände benötigt. Aufgrund des hohen Aufwandes bei der Signalerfassung und Auswertung sind bei weiten Scanbereichen ( $\Delta\nu_{\text{Scan}} > 1 \text{ GHz}$  bei Kalium-Resonanz, Temperaturmessungen), Frequenzabstände von wenigen 10 MHz sinnvoll. Dagegen sind bei kleinen Scanbereichen ( $\Delta\nu_{\text{Scan}} < 10 \text{ MHz}$  bei Aerosolmessungen) kleinere Frequenzabstände aufgrund der sonst zu geringen Anzahl an Stützstellen notwendig. Die Realisierung solch geringer Frequenzabstände mit Hilfe eines Etalons ist schwierig, da man für 10 MHz-Frequenzabstände ein Etalon mit einer optischen Weglänge von etwa 10 m benötigen würde. Im System ist dies aufgrund der mechanischen Stabilität und des großen Platzbedarfs nicht praktikabel. Eine deutlich kompaktere Lösung ist daher die Verwendung eines Glasfaserresonators. In dieser Arbeit wurde hierzu ein Glasfaser-Ringresonator mit etwa 6,5 m Länge aufgebaut. Der schematische Aufbau des Ringresonators und eine Beispielmessung des Transmissionsspektrums sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Das Funktionsprinzip des Ringresonators ähnelt der eines Etalons. Anstatt der teilreflektierenden Spiegel wird hier aber ein Glasfaserkoppler verwendet. Der Glasfaserkoppler mit festen Teilungsverhältnis von 99 : 1 teilt hierbei ein schwaches Signal des Seeder-Lasers ( $\approx 1 \text{ mW}$ ) auf die beiden Koppelausgänge auf. Das schwache Signal (1 %) wird anschließend auf den zweiten Eingang des Kopplers gegeben, wodurch es wieder mit dem Eingangssignal überlagert wird und sich ein geschlossener Ringresonator bildet. Unter Vernachlässigung der internen Verluste, verbleibt im Resonator 99 % des internen Signals und lediglich 1 % wird bei jedem Umlauf abgegeben. Die damit resultierende hohe Anzahl an Umläufen der Lichtwellen mit konstruktiver und destruktiver Interferenz führen analog zum Etalon zu schmalbandigen periodischen Resonanzen. Das ausgekoppelte Resonatorsignal überlagert hierbei aber zusätzlich mit dem Seederlaser,



wodurch es zu schmalbandigen Einbrüchen im detektierten Transmissionssignal kommt. Beim Etalon entspreche dies dem geblockten, also reflektierten Eingangssignal des Etalons. Mit einem zusätzlichen Faserkoppler im Ringresonator wäre das ausgekoppelte Resonatorsignal, wie auch beim Etalon, direkt erhältlich.

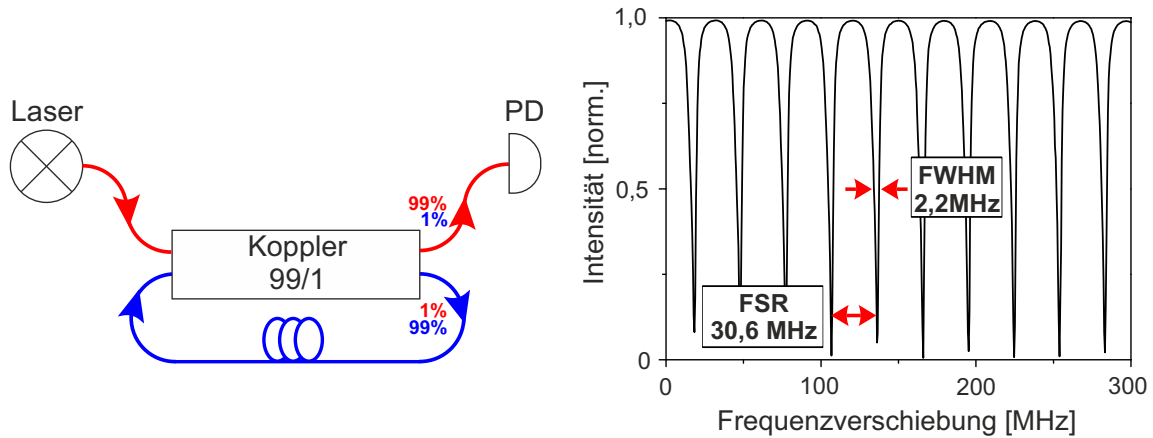


Abbildung 4.14: Glasfaserfaser-Resonator als „Frequenzlineal“. Links: schematischer Aufbau des Ringresonators. Rechts: gemessene Transmission mit Einbrüchen bei den Resonanzen.

Die in Abbildung 4.14 rechts dargestellte Beispielmessung des Transmissionssignals ist anhand der dopplerfreien Spektroskopie spektral charakterisiert. Der Freie Spektralbereich von 30,6 MHz und die spektrale Breite von 2,2 MHz entsprechen einer Etalon-Finesse von  $\mathcal{F} = \text{FSR}/\Delta\nu = 14$ . Die spektrale Breite ist dabei durch die internen Verluste der Glasfaser und dem Teilungsverhältnis des Kopplers begrenzt. Längere Glasfasern, also geringerer FSR, können für eine höhere Auflösung der Frequenzachse verwendet werden. Durch die flexible Glasfaserführung ist hierdurch dennoch ein kompakter Aufbau möglich. Der Platzbedarf des kompletten Moduls beträgt etwa  $30 \times 20 \times 5 \text{ cm}^3$ . Die verwendeten Glasfasern sowie der Koppler sind polarisationserhaltend und befinden sich in einem wärmeisolierten 3D-gedruckten Gehäuse. Hierdurch sind äußere Einflüsse, wie Temperaturschwankungen oder Vibrationen deutlich reduziert. In Kombination mit den bekannten Frequenzen der dopplerfreien Spektroskopie kann der Glasfaserresonator somit zur Kalibrierung der Frequenzachse an zusätzlichen Stützstellen verwendet werden. Dabei ist die ständige Änderung der optischen Weglänge durch externe Störungen wie Temperatur- und Druckänderungen zu beachten. Aufgrund der kurzen Messdauer für ein komplettes Spektrum und der Auswertung in Echtzeit werden diese schnellen Änderungen im System erfasst. Eine Übersicht der Signale zur Stabilisierung des Seeder-Lasers, wie das Signal des Glasfaserresonators und der dopplerfreien Spektroskopie sowie deren Zusammenspiel sind im nächsten Abschnitt dargestellt.

Andere Techniken zur Kalibrierung der Frequenzachse sind bspw. modengekoppelte Laser als Frequenzkamm [30]. Deren spektraler Bereich reicht typischerweise über mehrere 100 nm und wird z.B. in der Astronomie zur Kalibrierung von Spektrometern [84] und in der Metrologie angewendet [96]. Aufgrund des großen technischen Aufwands, des Platzbedarfs und der großen Modenabstände von einigen 100 MHz sind diese aber für das kompakte System nicht geeignet. Sehr genaue direkte Frequenzmessungen sind für kleine Scanbereiche auch durch Schwebung mit einem zusätzlichen, stabilisierten Laser oder durch Erzeugen von vielen Seitenbändern

durch Phasenmodulation mit EOMs<sup>30</sup> möglich [111]. Beide Varianten sind ebenfalls aufwendig und im gepulsten Betrieb mit schnellen und weiten Scannen der Frequenz schwierig bis gar nicht zu realisieren. Im System ist der Glasfaserresonator daher eine einfache, kompakte sowie kostengünstige Lösung.

#### 4.3.3 Stabilisierung des Seeder-Lasers

Der zeitliche Ablauf der Messungen ist, wie bereits in Abbildung 4.7 dargestellt, in drei zeitlich getrennte Abschnitte aufgeteilt: 1. Referenzmessungen mit dem Seeder-Laser, 2. Referenzmessungen mit dem Alexandrit-Laser und 3. die Atmosphärenmessungen. Nachfolgend wird zur Ergänzung der vorherigen Abschnitte eine detailliertere Übersicht über die spektralen Referenzmessungen mit dem Seeder-Laser und dessen Stabilisierung gegeben.

Für die spektralen Messungen wird die Seeder-Laserfrequenz zyklisch verändert. Die Frequenz der Alexandrit-Laserpulse wird hierbei von dem Seeder-Laser vorgegeben und zeitlich gleichmäßig variiert. Die Messdauer für ein vollständiges Spektrum ist dabei abhängig von der Anzahl und Verteilung der Alexandrit-Laserfrequenzen. Bei einer Repetitionsrate des Alexandrit-Lasers von 500 Hz und bspw. 50 verschiedenen Alexandrit-Laserfrequenzen werden lediglich 100 ms für ein vollständiges Spektrum benötigt. In dieser Zeit werden parallel alle Spektren der Filter und die für die Kalibrierung benötigten Spektren vollständig mit dem Seeder-Laser bestimmt. In Abbildung 4.15 ist hierzu eine Übersicht der gemessenen Spektren dargestellt. Folgende Signale sind abgebildet: die dopplerfreie Spektroskopie an Kalium als Wellenlängenreferenz, der Glasfaserresonator als Frequenzlineal, die Korrektur der Frequenzachse mit der resultierenden ungleichmäßigen Abtastung bzw. Verteilung und die Seeder-Leistung. Gezeigt werden die Spektren für ein Scanbereich von  $\pm 500$  MHz zentral um die ausgeprägten mittleren Cross-Over-Peaks der D1-Linie von  $^{39}\text{K}$ . Die Spektren sind hierbei für das zyklische Hin- und Zurückfahren der Laserfrequenz (Dreiecksfunktion) getrennt dargestellt und wurden über 2 Messzyklen gemittelt. Alle hier gezeigten Spektren werden als analoge Messgröße mit 150 MHz-Abtastung bestimmt. Zeitlich synchron dazu werden ebenfalls die APD-Zählraten als digitale Messgrößen z.B. die Spektren der Filterkurven ermittelt. Diese werden aufgrund des schwachen Signals aus dem zeitlichen Auftreten von einzelnen Photonen bestimmt. Die Elektronik der APDs erzeugt dabei nach der Detektion eines Photons einen digitalen Ausgangspuls der mit Hilfe der Messkarten erfasst wird. Wie zuvor beschrieben, werden mit Hilfe der dopplerfreien Spektroskopie die optischen Übergänge von Kalium bestimmt. Dabei wird die Änderung der optischen Leistung des Seeder-Lasers beim Scannen berücksichtigt. Des Weiteren werden die Resonanzen des Glasfaserresonators ermittelt. Die Frequenzabstände sind durch die Länge des Resonators gegeben und dienen zur Kalibrierung über einen größeren Frequenzbereich mit mehr Stützstellen. Die Resonanzfrequenzen des Resonators und dessen Abweichungen werden während des Messbetriebs kontinuierlich bestimmt und damit die Frequenzachse beim Scannen dynamisch korrigiert. Die Korrektur ist in Abbildung 4.15 in rot dargestellt und zeigt die benötigte Verschiebung bzw. Verzerrung der Frequenzachse, welche bei den gezeigten Spektren berücksichtigt wird. Gerade für weite Scanbereiche (Rayleigh und Resonanz) ist bei den äußeren Frequenzen aufgrund der hohen Beschleunigung des Piezos im Seeder-Laser eine Korrektur von bis zu 5 MHz nötig. Bei einem Lidar mit nur einer festen Laserfrequenz wäre die Windbestimmung bei diesen Frequenzen ohne Korrektur im schlimmsten Fall um etwa 2 m/s fehlerhaft. Im System ist dieser Fehler

---

<sup>30</sup>engl.: electro-optic modulator

aufgrund der Messung bei vielen Frequenzen, je nach Frequenzverteilung deutlich geringer bis vernachlässigbar, aber bei der Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Resonanz von Bedeutung. Bei der Anpassung der Frequenzachse kommt es aufgrund der Frequenzverschiebungen zu einer ungleichmäßigen Verteilung der Laserfrequenzen. In Abbildung 4.15 ist dazu in grau die resultierende Verteilung (Abtastung) der Seeder- bzw. Alexandrit-Laserfrequenzen gezeigt. Die ansonsten gleichmäßige Verteilung ist gerade in den Randbereichen der Frequenzachse nicht mehr gegeben. Dies wird bei der Bestimmung der Spektren berücksichtigt und stellt aufgrund der hohen Abtastraten für die anlagen Messgrößen kein grundsätzliches Problem dar. Es führt aber zu einer leichten Verschiebung der Frequenzen für den gepulsten Laser.

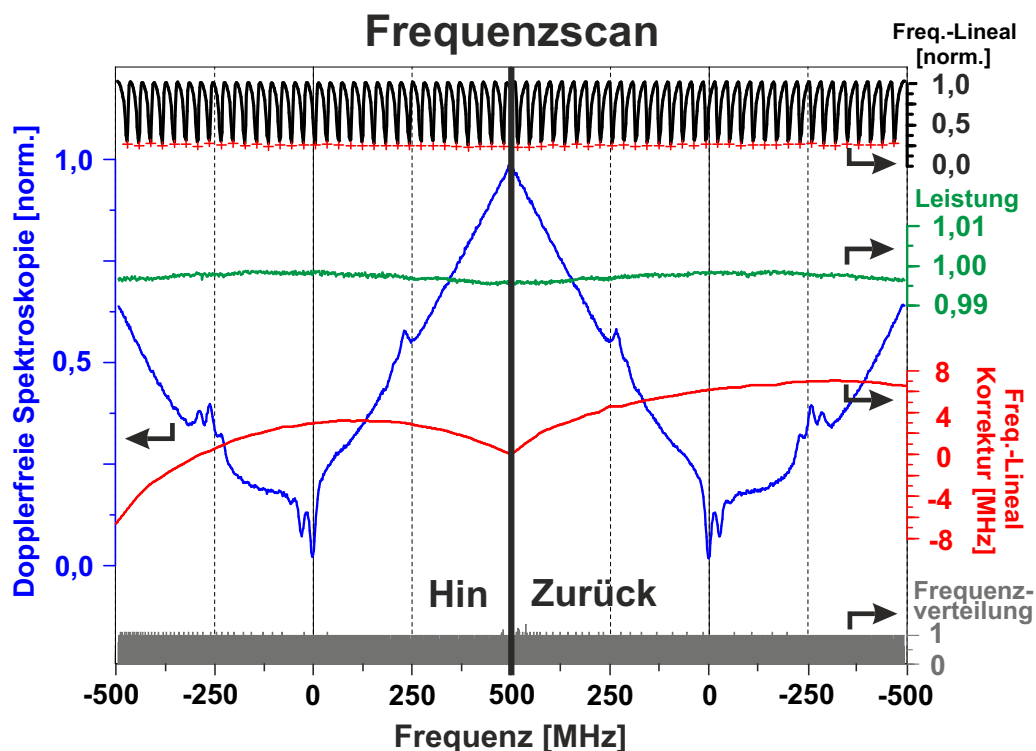


Abbildung 4.15: Übersicht verschiedener Spektren, die zur Frequenzstabilisierung des Seeder-Lasers alle 100 ms neu bestimmt werden. Die dopplerfreie Spektroskopie und ein Glasfaserresonator („Frequenzlineal“) dienen zur Kalibrierung der Frequenzachse. Dabei wird die daraus ermittelte Korrektur kontinuierlich angepasst, sowie die resultierende ungleichmäßige Frequenz-Verteilung und die Änderung der optischen Leistung berücksichtigt.

Im Vorgänger-System wird die Nichtlinearität des Seeder-Lasers durch kontinuierliches Anpassen der Seeder-Steuerkurve kompensiert. Hierdurch wird ein deutlich besseres lineares Verhalten des Gesamtsystems erreicht. Zukünftig wird dies in VAHCOLI durch Anpassen der Software ebenfalls umgesetzt. Die hier gezeigte lineare Abtastung ist ein Spezialfall, der für die Charakterisierung des Systems gut geeignet ist. Neben der linearen Abtastung können zukünftig auch andere Frequenz-Verteilungen realisiert werden, was zuvor in Kapitel 3 näher beschrieben wurde. Für simultane Messungen von z.B. der Mie-/Rayleigh-Streuung und der Resonanzfluoreszenz werden dann komplexere Verteilungen zur Anwendung kommen, die auf

die entsprechende wissenschaftliche Fragestellung optimiert sind. Das System ist dazu entsprechend technisch ausgelegt und kann durch Anpassen der Software, jederzeit realisiert und beliebig geändert werden.

Für die Wind- und Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Resonanz ist bei der Steuerung der Frequenz-Verteilung eine genaue Kenntnis und Stabilisierung der absoluten Seeder-Frequenz und damit des Alexandrit-Lasers notwendig. Die scannende Seeder-Frequenz wird hierzu auf die Linien der dopplerfreien Spektroskopie stabilisiert. Die zeitlichen Frequenzschwankungen zwischen den einzelnen Spektren werden dabei durch eine Änderung des Seeder-Laserdiodenstroms kompensiert. Es wird somit eine Frequenzstabilität des Seeder-Lasers bzw. dessen Spektren von  $< 0,15$  MHz in 100 ms erreicht, was bereits auf dieser kurzen Zeitskala einen Fehler von unter  $0,03$  m/s bedeutet. Die Atmosphärenmessungen werden daher eher durch die Photonenstatistik limitiert. Aufgrund der geringen Rückstreuung werden Integrationszeiten von mehreren Minuten benötigt, wodurch der Fehler weiter deutlich sinkt und daher vernachlässigbar wird. Im nächsten Abschnitt wird zusammen mit der Filterstabilität ausführlicher auf die Laserstabilität eingegangen. Der Seeder-Laser ist somit über einen breiten Frequenzbereich sehr genau charakterisiert sowie stabilisiert und erlaubt somit genaue Wind- und Temperaturbestimmungen der Atmosphäre.

#### 4.3.4 Stabilisierung der Etalon-Filter

Während der zuvor gezeigten Referenzmessungen zur Stabilisierung des Seeder-Lasers wird parallel dazu die spektrale Charakterisierung der Filter in der Nachweisbank durchgeführt. Diese Messungen werden aufgrund der Photonenstatistik als digitale Größen aus der zeitlichen Abfolge der Photonen auf den APDs bestimmt. In Abbildung 4.16 ist der schematische Aufbau mit den in Transmission und Reflektion gemessenen Spektren der Etalon-Filter dargestellt. Die Nummerierung in der Abbildung veranschaulicht dabei den zeitlichen Ablauf des Messprinzips mit zeitlich versetztem Zugriff des Seeder-Lasers (1), Alexandrit-Lasers (2) und des Atmosphärensignals (3) auf die Filter. Die einzelnen Signale sind dabei räumlich genau überlagert und erfahren somit die gleiche Filter-Wirkung, was eine Voraussetzung für den Vergleich der Signale untereinander ist. Für die Stabilisierung der Filter wird ein schwaches Signal des Seeder-Lasers in die Nachweisbank geleitet. Während dieser Zeit ist der Alexandrit-Laser ausgeschaltet und mögliches Licht vom Teleskop mit Hilfe eines Choppers geblockt. Vor jedem Alexandrit-Laserpuls ist mit dem Seeder-Laser hierdurch eine relativ lange Referenzmessung ( $\approx 200 \mu\text{s}$ ) der Filter möglich. Dagegen sind die Alexandrit-Laserpulse wegen der kurzen Pulsdauer für eine schnelle Filterstabilisierung nicht geeignet. Aufgrund der Eigenschaften der Detektoren kann hierbei nur ca. ein Photon pro Puls detektiert werden, um Sättigungseffekten vorzubeugen. Außerdem werden nur wenige Frequenzen abgetastet. Eine spektrale Charakterisierung der Filter mit Hilfe des gepulsten Alexandrit-Laser erfordert deshalb eine lange Mittelungszeit von einigen Minuten. Die lange Integrationszeit für die Signalaufnahme würde daher nur eine langsame Regelung erlauben, was große Fehler bei den Atmosphärenmessungen verursachen würde. Dagegen kann der Seeder-Laser über einen wesentlich längeren Zeitraum ins System eingekoppelt und dabei kontinuierlich in der Frequenz verfahren werden. Der zeitlich versetzte Zugriff der Signale auf die Nachweisbank erlaubt somit die kontinuierliche spektrale Charakterisierung der Filter mit Hilfe des Seeder-Lasers. Eine schnelle Stabilisierung ist hierdurch möglich, was ein großer Vorteil des neuen Systems gegenüber anderen Lidars ist.

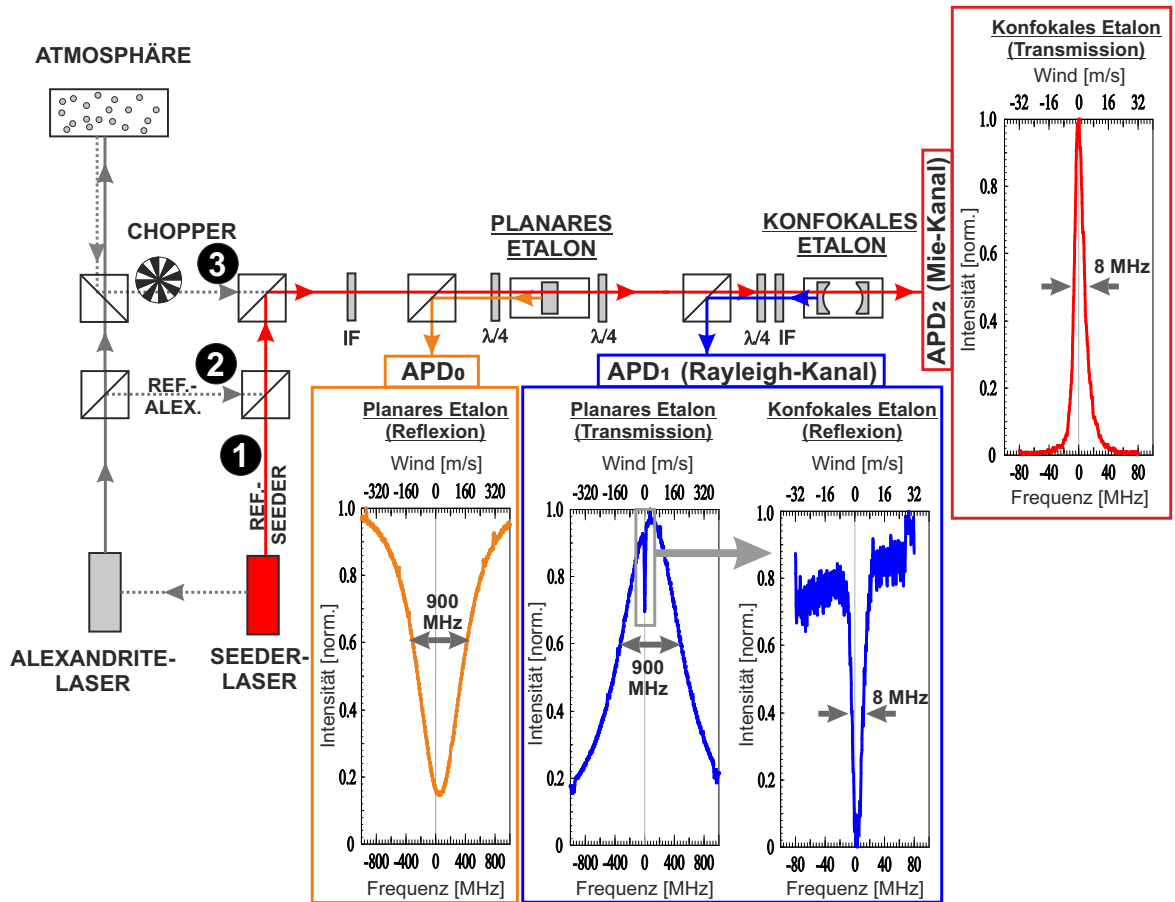


Abbildung 4.16: Vereinfachte Darstellung der spektralen Charakterisierung der Transmission und Reflexion des planaren und des konfokalen Etalon-Filters während der Referenzmessungen mit dem Seeder-Laser (rot), ohne abbildende Optik. Störendes Licht vom Alexandrit-Laser oder aus der Atmosphäre (grau) wird während dieser Messungen unterdrückt. Die Nummerierung verdeutlicht zudem den zeitlichen Ablauf des Messprinzips bei jedem Puls: 1. Referenzmessung mit Seeder-Laser (Spektren hier gezeigt), 2. Referenzmessung mit Alexandrit-Laser, 3. Atmosphärenmessung.

In der Nachweisbank werden an drei Detektoren die verschiedenen Reflexion- und Transmissions-Signale der Filter gemessen. Wie bereits in Abschnitt 4.2.3 näher beschrieben, wird die Trennung der Signale durch Ausnutzen der Polarisation durchgeführt. Abgesehen von den geringen Verlusten der Optiken und Filter wird das Signal dabei nahezu vollständig genutzt und erlaubt somit sehr effiziente Messungen. Der erste Detektor misst hierbei das reflektierte also geblockte Signal des spektral breiten planaren Etalons. Dieser Kanal wird aufgrund der fehlenden Tageslichtfähigkeit nur zur Justage und Entwicklung verwendet und wird daher im zukünftigen System nicht mehr enthalten sein. Der zweite Detektor (Rayleigh-Kanal) misst das geblockte Signal des schmalbandigen konfokalen Etalons. Das Signal setzt sich dabei aus dem transmittierten Signal des planaren Etalons abzüglich des transmittierten Signals des konfokalen Etalons zusammen. Der dritte Detektor (Mie-Kanal) misst das transmittierte Signal des schmalbandigen konfokalen Etalons. Analog zu den Spektren der dopplerfreien Spektroskopie ist abhängig von der Anzahl der Frequenzen etwa alle 100 ms ein vollständiges

Spektrum der Filter in den einzelnen Kanälen erhältlich. Bekannt ist somit die spektrale Form der Filter sowie die absolute Frequenzablage bzgl. des Seeder-Lasers und damit auch zu den optischen Übergängen von Kalium. Die kontinuierliche und schnelle Charakterisierung der Filterspektren ist eine grundlegende Voraussetzung für eine akkurate Wind- und Temperaturbestimmung an der hoch variablen Atmosphäre und wird damit erfüllt. Die Frequenzablage der Filterspektren kann zudem bezüglich der Spektren des Seeder-Lasers stabilisiert werden. Die Frequenz des planaren Festkörper-Etalons wird dabei zurzeit über die Temperatur geregelt, was aufgrund der geringen Wärmeleitung aber nur eine langsame Frequenzstabilisierung im Bereich von Minuten erlaubt. In Abbildung 4.16 weist die Filterkurve des planaren Etalons daher auch ein Frequenzversatz von wenigen MHz auf. Eine Kombination aus langsamer Temperaturregelung und schnellem Verkippen des Etalons würde eine schnellere Regelung erlauben. Dies ist für eine genaue Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Resonanz notwendig und wird daher zukünftig in das System integriert.

Gegenüber dem planaren Etalon mit festem Spiegelabstand enthält das konfokale Etalon einen Piezo-stabilisierten Spiegel, was eine aktive und schnelle Regelung der Resonanzfrequenz des Filters erlaubt. Die schnelle und genaue Durchstimmbarkeit ist hier gerade aufgrund der Schmalbandigkeit wichtig. Des Weiteren ermöglicht es eine Stabilisierung der Filter gegeneinander und damit die Trennung der dopplerverbreiterten Atmosphären-Signale anhand ihrer spektralen Breite. Hierdurch wird eine hohe Transmission erreicht, was Atmosphärenmessungen zur Bestimmung von kleinen Doppler-Winden und Temperaturen mit geringen Fehlern erlaubt. Dazu werden während der Messungen die Filter und Laser möglichst genau ermittelt und geregelt. Der verbleibende Restfehler ist aufgrund der Referenzmessungen bekannt und kann daher in der Auswertung berücksichtigt werden. Der sequentielle Messzyklus, der für jeden Puls aus der Referenzmessung mit dem Seeder-Laser, dem Alexandrit-Laser und der anschließenden Atmosphärenmessung besteht, ist ein großer Vorteil gegenüber anderen Systemen. Es erlaubt eine ständige, quasi-parallele und schnelle Charakterisierung sowie Regelung der Filter und Laser. Zudem ist es ein zentraler Bestandteil zur Realisierung der spektral hochaufgelösten Messungen und spektralen Charakterisierung der Atmosphärensignale. Gegenüber dem Vorgänger-System ist es mit Hilfe des neuen Verfahrens möglich geworden, einen Großteil der zuvor notwendigen Hardware-Komponenten per Software zu realisieren. Einige aufwendige optische und mechanische Subsysteme sowie elektronische Regelungen konnten hierdurch vermieden werden. Hierzu zählen bspw. der Spektrumanalyser [54] zur Linearisierung der Frequenzen sowie ein zusätzlicher Diodenlaser mit aufwendigen Stabilisierungstechniken wie PDH (Pound Drever Hall, [24, 7]). Des Weiteren konnte die dopplerfreie Spektroskopie und die Stabilisierung der Filter optimiert und vereinfacht werden. Insgesamt wurde so ein Großteil der bisher notwendigen und aufwendigen Techniken samt Elektronik überflüssig. Mit dem neuen Verfahren sind daher die Komplexität, der technische Aufwand und die Kosten deutlich reduziert, was gerade für kompakte transportable Netzwerk-Lidars besonders wichtig ist.

In Abbildung 4.17 ist die Frequenzstabilität des Seeder-Lasers und des konfokalen Etalons dargestellt. Verschiedene Kombinationen mit und ohne aktiver Stabilisierung veranschaulichen hierbei die Flexibilität und Schnelligkeit der Regelung. Diese sind zur Kompensation der Druckschwankungen bei Windböen und des thermischen Drifts notwendig. Während des Messbetriebs werden die Spektren des Seeder-Lasers und des konfokalen Etalons auf die Kalium-D1-Linie stabilisiert. In Abbildung 4.17 ist dies der Fall am Anfang (I) sowie am Ende (IV) des zeitlichen Verlaufs und entspricht dem normalen Messbetrieb. Hierbei wird für den Laser und

Filter eine Frequenzstabilität von 0,15 bzw. 0,21 MHz bei einer Zeitbasis von 100 ms standardmäßig erreicht. Dagegen werden bei den Atmosphärenmessungen Integrationszeiten von vielen Minuten verwendet, wodurch sich aufgrund der Mittelung die Frequenz-Schwankungen deutlich reduzieren. Je nach Umgebungsbedingung erhält man bspw. bei einer Integrationszeit von 10 min, Frequenz-Schwankungen von unter 5 kHz. Dies entspricht einem Windfehler von unter 1 mm/s und ist damit vernachlässigbar. Um den Einfluss der Umgebung und damit die Notwendigkeit der Stabilisierung darzustellen, ist in den grau markierten Bereichen die Frequenzschwankungen ohne aktive Regelung zu sehen.

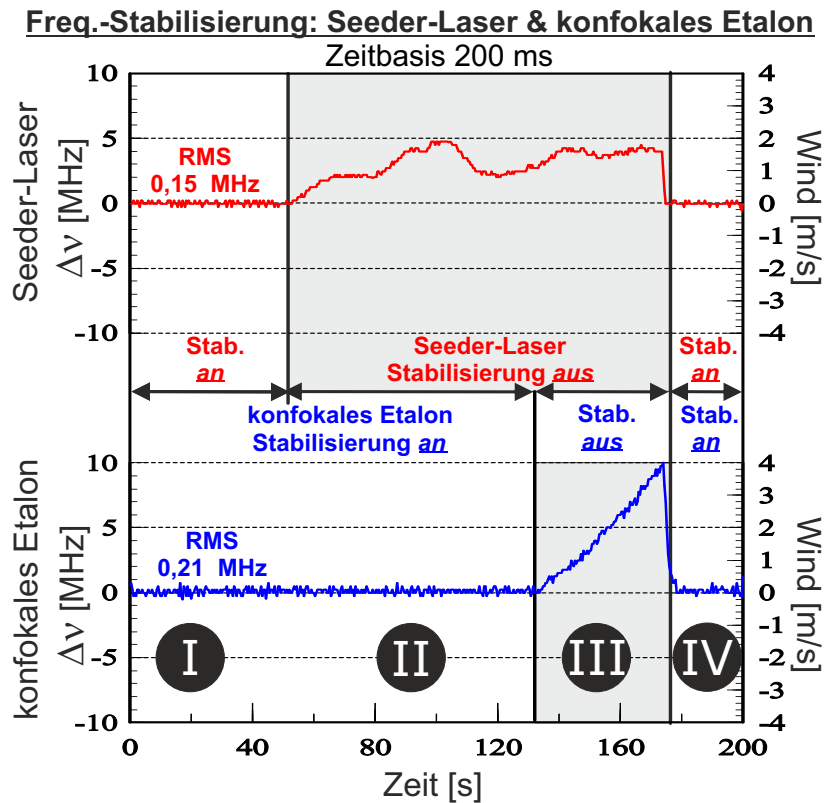


Abbildung 4.17: Stabilisierung des frequenzscannenden Seeder-Lasers auf die dopplerfreie Spektroskopie sowie des konfokalen Etalons auf den Seeder-Laser. Gezeigt sind verschiedene zeitliche Abschnitte mit und ohne aktiver Regelung.

Der Seeder-Laser weist ohne aktive Stabilisierung aufgrund der hohen Temperaturstabilität im System und der aktiven internen Regelungen der Laserdiode nur einen eher langsamen Drift bzw. geringe Schwankungen der mittleren Frequenz von wenigen MHz auf. Die Stabilisierung auf das Wellenlängennormal und damit die Kenntnis der absoluten Frequenz des Lasers, ist hierbei nur aufgrund der Untersuchungen der Resonanzstreuung an Kalium notwendig. Für die Wind- und Temperaturbestimmung anhand der Rayleigh- und Mie-Streuung wäre dies nicht zwingend notwendig. Ausreichend ist in diesen Fall dann nur die Stabilisierung des Lasers auf den Filter oder umgekehrt, was auch in Abbildung 4.17 (II) mit dem frei laufenden Seeder-Laser und den darauf stabilisierten konfokalen Etalon zu sehen ist. Der Wind ist dann direkt aus der Doppler-Verschiebung der Spektren, aus der Atmosphäre und des gesendeten Alexandrit-Lasers erhältlich. Im Bereich (III) ist der Fall ohne Regelung des Lasers und Filters

zu sehen und veranschaulicht damit die Notwendigkeit der Filter-Stabilisierung. Aufgrund der fehlenden direkten Temperaturstabilisierung des konfokalen Etalons kommt es hier ohne Regelung des Piezo-Spiegels zu einer schnellen und starken Änderung der Zentralfrequenz des Filters. Bei der Mittelung der Spektren käme es hier ohne schnelle Stabilisierung zu einer fehlerhaften Wind- und Temperaturbestimmung. Beim anschließenden Übergang von Bereich (III) zu (IV) ist das Verhalten beim Start der Stabilisierung zu sehen. Die Regelungen des Seeder-Lasers und des Filters laufen dabei ohne gegenseitige Störung parallel ab. Insbesondere Windböen verursachen aufgrund der Druckänderungen starke abrupte Frequenzabweichungen, welche die schnelle Regelungszeit von 100 ms notwendig macht. Hierdurch werden die Frequenzschwankungen ohne Verlust der Regelung schnell kompensiert.

Im System ist daher eine Stabilisierung der Filter und bei der Resonanzstreuung auch des Seeder-Lasers notwendig. Anders als bei den stationären Systemen ist das kompakte und transportable Lidar stärker den äußeren Einflüssen der Umgebung ausgeliefert. Die aktive, robuste und schnelle Regelung im System erlaubt dennoch Messungen, auch bei schnellen Temperatur- oder Druckschwankungen der Umgebung wie z.B. bei Sonnenauf-/untergang oder Windböen. Außerhalb des Messbetriebs werden zudem alle Regelungen des Seeder-Lasers und der Filter im Hintergrund aufrechterhalten. Dies erlaubt einen schnellen Übergang des Systems vom Ruhemodus in den aktiven Messbetrieb. Aufgrund des Öffnens der Dachluke und Anlaufens des Choppers startet der Messbetrieb daher auch nach längeren Messunterbrechungen in nur wenigen Sekunden und startet anschließend quasi instantan. Neben der Frequenzstabilität wird somit auch die zukünftig vollständige Automatisierung des Messbetriebs ermöglicht.

#### 4.3.5 Stabilisierung des Alexandrit-Lasers

Die zuvor gezeigte Stabilisierung der absoluten Frequenz des Seeder-Lasers und die spektrale Charakterisierung der Filter sind Voraussetzungen für die Umsetzung der Messmethode. Des Weiteren ist eine schnelle Durchstimmbarkeit des Alexandrit-Lasers als Leistungs-Laser mit gleichzeitiger Stabilisierung auf den frequenz-scannenden Seeder-Laser erforderlich.

In diesem Abschnitt geht es daher um die Frequenzstabilisierung des gütegeschalteten Alexandrit-Lasers. Bei einer Güteschaltung (Q-Switch) wird durch Schalten der Resonatorverluste des Lasers ein kontrollierter Pulsbetrieb erzielt. Beim optischen Pumpen des Lasers wird dabei der spontane Laserbetrieb durch hohe schaltbare Verluste im Resonator unterdrückt. Ist durch den optischen Pumpprozess die Sättigung des Lasermediums erreicht, werden die Resonatorverluste abgeschaltet. Aufgrund der nun geringen Verluste kommt es anschließend zum kurzzeitigen Laserbetrieb. Die somit erzeugten kurzen Laserpulse weisen Pulsauern im Nanosekunden-Bereich und hohe Pulsenergien auf. Um sicherzustellen, dass der Leistungslaser bei einer bestimmten Laserfrequenz betrieben wird, wird zudem ein schmalbandiger Seeder-Laser in den Resonator eingekoppelt (injected seeding). Kommt es beim Anpassen der Resonatorlänge an die Seeder-Laserfrequenz zur Resonanz, sorgen die Seeder-Photonen für stimulierte Emission und der Laserbetrieb startet nicht mehr aus dem Rauschen heraus. Der Leistungslaser wird hierdurch bei der Seeder-Laserfrequenz angeregt und bis auf eine geringe Frequenzverschiebung auf diese Frequenz gezogen. Für die Stabilisierung der Resonatorlänge des Alexandrit-Lasers wurde am IAP eine spezielle Regelungstechnik namens Advanced-Ramp&Fire-Technik entwickelt. Es ist eine weiterentwickelte Methode der gängigen Ramp&Fire-Technik, die ursprünglich am IAP für das Vorgängersystem entwickelt und



für andere Laser übernommen wurde [85]. Bei der klassischen Variante wird, anders als bei anderen Stabilisierungstechniken, wie PDH [24, 7] oder Cavity Dither [118], die Resonatorlänge nicht konstant gehalten, sondern mit einer steilen Rampe schnell verfahren. Hierbei wird der Laser, innerhalb bzw. direkt vor dem eigentlichen Puls, für den entscheidenden Zeitpunkt stabilisiert. Dies erlaubt eine deutlich schnellere Regelung im Nanosekundenbereich, um auch Änderungen von Puls zu Puls auszugleichen. Dagegen weisen die anderen Verfahren nur Bandbreiten von wenigen hundert Hz bis kHz auf, bei denen nur der mittlere Zustand stabilisiert wird.

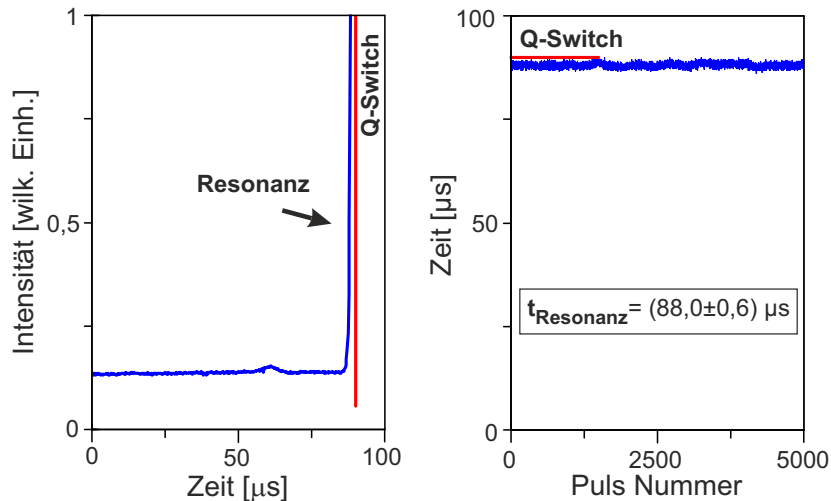


Abbildung 4.18: Stabilisierung der Alexandrit-Laserfrequenz und des zeitlichen Pulsbetriebs. Links: Ringsystem mit Resonanz beim Verfahren der Resonatorlänge und Schalten der Resonatorverluste (Q-Switch). Rechts: Stabiler Zeitpunkt des Schaltens (rot) und der Pulsabgabe (blau) erlaubt Synchronisation und stabilen Pulsbetrieb des Alexandrit-Lasers mit geringen Frequenz-Jitter.

Der Zeitpunkt der Pulse ist bei der klassischen Ramp&Fire-Technik nicht festgelegt und macht damit die Synchronisation mit dem optischen Pumpzyklus schwierig. Dagegen hat die am IAP entwickelte Advanced-Ramp&Fire-Technik dieses Problem nicht, wie auch in Abbildung 4.18 zu erkennen ist. Des Weiteren ist mit dieser Technik die Kompensation der Frequenzablage zwischen dem Seeder- und Alexandrit-Laser sowie das schnelle Scannen der Laserfrequenz möglich, was keines der anderen Verfahren kann. Die genaue Technik wird demnächst veröffentlicht und detaillierter beschrieben. Zuvor ist eine Patentierung geplant, da es sich als universelles Verfahren auch für andere Lasertypen eignet. Weitere modifizierte Ramp&Fire-Techniken sind Ramp-Delay-Fire [85] oder Ramp-Hold-Fire [114]. Bei Ramp-Delay-Fire, welche in [85] für den Einsatz in Aeolus getestet wurde, wird die Resonatorlänge weiter verfahren, wodurch mehrere Resonanzen genutzt werden können. Dies ermöglicht eine zeitliche Synchronisation anhand der vorherigen Resonanzen, verschlechtert aber gleichzeitig die Regelung. Bei Ramp-Hold-Fire [114] wird versucht bei Erreichen der Resonanz, die Resonatorlänge abrupt zu stoppen und zu halten, was aber nur begrenzt möglich ist. Dabei ist die Zeitspanne zwischen Start der Rampe und Feuern des Lasers festgelegt und erlaubt somit eine zeitliche Synchronisation. Ein Problem ist dabei aber die fehlende Regelung der Resonatorlänge nach dem Stoppen, was gerade bei starken Vibrationen zu starken Schwankungen des Lasers führt. Dagegen erlaubt das neue Verfahren eine hohe Frequenzstabilität auch bei

Vibrationen und unter widrigen Umgebungsbedingungen, die beim Einsatz des transportablen Lidars auftreten können.

Während des Messbetriebs werden hierbei der Zeitpunkt, die zeitliche Form, die Pulsenergie sowie die Größen zur Stabilisierung für jeden einzelnen Alexandrit-Laserpuls bestimmt und gespeichert. Bei der Auswertung kann hierdurch u.a. die richtige Höhe der Rückstreuung aus der Laufzeit bestimmt werden. Die zeitliche Pulsform ( $\Delta t = 915 \text{ ns} \approx 150 \text{ m}$ ) kann außerdem zur Entfaltung des Höhenprofils verwendet werden, um somit auch noch kleinere räumliche Strukturen sichtbar zu machen [37]. Das Höhenprofil wird dazu in 1 m-Kanälen abgespeichert. In Abbildung 4.19 ist links eine Beispielmessung der Pulsform und rechts die daraus gewonnenen Schwankungen der Pulsenergie und Pulsdauer gezeigt. Die Messungen werden mit der Photodiode (PD-Power), wie zuvor in Abbildung 4.6 dargestellt, durchgeführt. Bei der Beispielmessung wurden bei einer Repetitionsrate von 500 Hz Pulsenergien von 1,05 mJ und Pulsdauern von 915 ns erfasst. Die geringen Schwankungen von  $7 \mu\text{J}$  ( $\approx 0,7\%$ ) bzw. 4 ns ( $\approx 0,5\%$ ) zeigen die hohe zeitliche Stabilität von Puls zu Puls, was gerade für spektrale Lidaranwendungen wichtig ist und zudem zu einer hohen Frequenzstabilität bei den spektralen Messungen beiträgt. Die zeitliche Puls-zu-Puls-Stabilität der Pulsenergie und Pulsdauer ist dabei durch die Temperaturregelung des Alexandritkristalls und langsame thermische Effekte, insbesondere in den ersten Minuten nach Anschalten des Lasers, begrenzt.

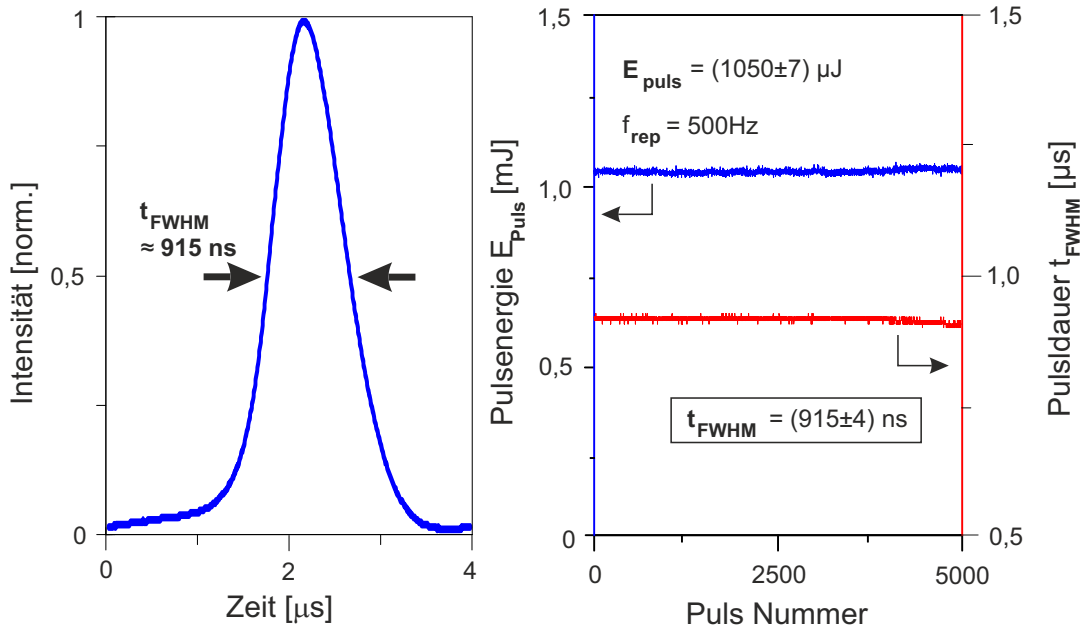


Abbildung 4.19: Kontinuierliche Charakterisierung jedes einzelnen Alexandrit-Laserpulses während des Messbetriebs. Links: zeitliche Pulsform und rechts: Pulsenergie und Pulsdauer (FWHM) der einzelnen Pulse.

Neben der zeitlichen Form der Pulse ist auch deren spektrale Form für die Atmosphärenmessungen wichtig. In Abbildung 4.20 ist ein mit dem konfokalen Etalon ermitteltes Spektrum des Alexandrit-Lasers zu sehen. Das Spektrum wurde durch abwechselnde Referenzmessungen mit dem Seeder- und Alexandrit-Laser bei 50 verschiedenen Alexandrit-Laserfrequenzen mit 2 MHz Abstand bestimmt. Der schmalbandige Filter ist dabei durch den Seeder-Laser

charakterisiert und kann zur spektralen Analyse des Alexandrit-Lasers verwendet werden. Anders als beim Seeder-Laser ist bei der Referenzmessung mit dem Alexandrit-Laser aufgrund der kurzen Pulsdauer eine deutlich längere Messdauer bzw. viele Laserpulse zur Bestimmung eines Spektrums notwendig. Das gemessene Spektrum wurde innerhalb von etwa 5 min ( $1,5 \cdot 10^5$  Pulse) während einer Atmosphärenmessung bestimmt und setzt sich dabei aus der Faltung der spektralen Verteilung des Alexandrit-Lasers mit dem konfokalen Etalon (7,5 MHz) zusammen. Die geringe Frequenzablage zum Filter und damit zum Seeder-Laser von unter 100 kHz sowie die schmalbandige symmetrische Form des Spektrums bestätigen die erfolgreiche Stabilisierung des Alexandrit-Lasers auf den frequenzscannenden Seeder-Laser. Das gemessene Spektrum weist eine Breite von etwa 15,5 MHz auf. Unter Berücksichtigung der spektralen Form des Filters erhält man für diese Beispielmessung eine spektrale Breite des Alexandrit-Laser von etwa 8 MHz. Eine genaue Bestimmung der spektralen Breite erfordert neben der langen Integrationszeit auch eine sehr genaue Justage des entsprechenden Strahlengangs. Aufgrund der Einzelphotonendetektion und langer Integrationszeit stellt dies eines der schwierigsten Justagen im gesamten System dar. Bei genauerer Ausrichtung des Strahlengangs und ruhigen Umgebungsbedingungen erreicht man durch die genauere Messung spektrale Breiten des Alexandrit-Lasers von 3,3 MHz. Eine genauere Bestimmung ist dabei durch die spektrale Breite des Filters limitiert. Die spektrale Breite des Alexandrit-Lasers kann daher auch noch schmalere sein.

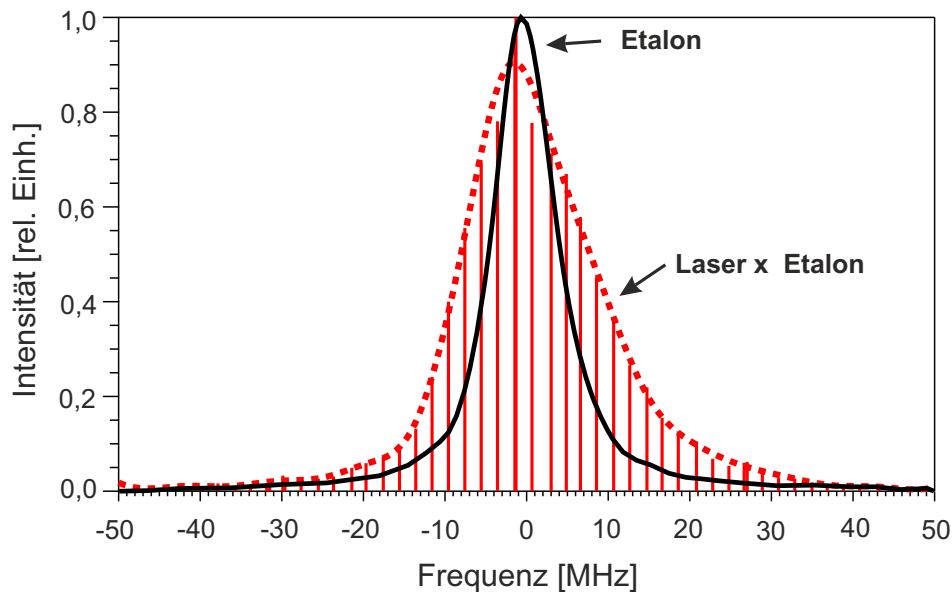


Abbildung 4.20: Beispiel eines mit dem konfokalen Etalon bestimmten Spektrums des Alexandrit-Lasers während des Messbetriebs, entnommen aus [73] und angepasst. Dargestellt ist in schwarz, das konfokale Etalon ( $\approx 7,5$  MHz) und in rot (gestrichelt), das Spektrum des Alexandrit-Lasers ( $\approx 3,3$  MHz) als Faltung des Lasers mit dem konfokalen Etalon. Das Spektrum wurde bei 50 Laser-Frequenzen (rote vertikale Linien) mit 2 MHz Abstand innerhalb von 5 min bestimmt. Das Spektrum weist eine symmetrische Form mit geringer Frequenzablage von unter 100 kHz auf, was die Durchstimmbarkeit und Frequenzstabilisierung des Alexandrit-Lasers bestätigt.

Neben der hier gezeigten Bestimmung der spektralen Eigenschaften des Lasers gibt es eine weitere Methode, die nachfolgend kurz beschrieben wird. Bei geeigneter Wetterlage mit dünnen Cirrus-Wolken kann die Linienbreite, spektrale Form und Reinheit des Lasers aus der Atmosphärenmessung ermittelt werden. Der Vorteil dieser Methode ist die längere Messdauer durch die Streuung an den dünnen Wolken über eine vergleichsweise lange Zeit. Die spektrale Form und der Verlauf in den Linienflügeln des Lasers können dadurch genauer bestimmt werden, was wichtig für die Temperaturbestimmung anhand der Resonanzstreuung ist und zukünftig genauer untersucht wird. Neben der zeitlichen Form des Pulses werden auch die Zählraten der Referenzmessungen während des Messbetriebs kontinuierlich gespeichert. Bei der Auswertung sind dadurch die Spektren des Alexandrit-Lasers, wie auch die Spektren der Filter und der dopplerfreien Spektroskopie verfügbar und werden bei der Wind- und Temperaturbestimmung berücksichtigt.

#### 4.4 Wind- und Temperaturbestimmung

In diesem Abschnitt geht es um die Wind- und Temperaturbestimmung aus den gemessenen dopplerverschobenen und -verbreiterten Spektren aus der Atmosphäre. Des Weiteren werden mit dem System die Änderung der Luftdichte sowie die Konzentration von Aerosolen und Kalium-Atomen in der Atmosphäre bestimmt. Um die verschiedenen Parameter für den Höhenbereich von 10 – 100 km durchgängig zu bestimmen, werden wie zuvor in Abschnitt 3.2 und 3.3 beschrieben, verschiedene Streuprozesse und Filter verwendet.

Bei der Rayleigh- und Mie-Streuung wird der Doppler-Wind direkt aus der Verschiebung des Schwerpunktes der spektralen Verteilung bestimmt. Im Gegensatz zum Fitten ist hier keine Vorgabe der spektralen Form notwendig und diese Variante daher unabhängiger gegenüber Justage und Form der Filter. Dieser Ansatz ist daher gerade bei schwachen Signalen oder starken Rauschen robuster bei der Bestimmung der Doppler-Verschiebung. Anders als bei der schmalbandigen Mie-Streuung werden für ein vollständiges Rayleigh-Spektrum viele Frequenzen benötigt. Zukünftig wird daher für das Rayleigh-Spektrum auf die gleichmäßige Abtastung verzichtet und nur die Frequenzen mit hoher Sensitivität verwendet, was auch in Abschnitt 3.2 näher beschrieben wurde. Mit dem neuen Verfahren ist außerdem, wie zuvor in Abschnitt 3.3 gezeigt, die Trennung der Mie- und Rayleigh-Streuung anhand der unterschiedlichen Dopplerbreiten möglich. Aufgrund der Schmalbandigkeit ist das Mie-Signal dabei besonders sensitiv für Doppler-Wind. Die Trennung der Signale anhand der Spektren erlaubt zudem die eindeutige Bestimmung der Signalstärke des Rayleigh- sowie Mie-Signals. Aus der Signalstärke der Mie-Streuung wird die Aerosolkonzentration, welche zeitlich hochvariabel ist, bestimmt. Dagegen ist das Rayleigh-Signal proportional zur Dichte der Atmosphäre  $n(z)$  und erlaubt unter Annahme der idealen Gasgleichung ( $p = nkT$ ) und hydrostatischen Grundgleichung ( $dp/dz = -\rho \cdot g$ ) die Berechnung der Temperaturänderung anhand der Dichteänderung mit der Höhe [44]. Um die Temperatur berechnen zu können, wird dabei ein Temperaturreferenzwert benötigt, welcher im System anhand der Kalium-Resonanz bestimmt werden kann. Eine andere sonst gängige Möglichkeit ist die Verwendung einer Referenzatmosphäre, wie CIRA-86 [28]. In den hier betrachteten Höhen kann aber der Referenzwert stark von den tatsächlichen Temperaturen abweichen ( $> 20$  K, [68]) und daher zu großen Temperaturfehlern  $\Delta T(z)$  führen. Die Bestimmung der Temperatur anhand der Dopplerbreite des Rayleigh-Signals wäre auch möglich. Da hierfür aber mehrere Frequenzen benötigt werden, ist dieses Verfahren ineffizienter als die Temperaturbestimmung über die Rayleigh-Signalstärke. Für die Temperaturbestimmung mit dem neuen System sind somit zwei Aspekte von besonderer

Bedeutung, erstens wird der Referenzwert für die Temperatur anhand des Kalium-Signals bestimmt und zweitens wird das Rayleigh- vom Mie-Signal getrennt. In Höhen unterhalb von 30 km verfälscht normalerweise das Vorhandensein von Mie-Streuung das Bestimmen der Rayleigh-Signalstärke und damit der Dichte bzw. Temperatur. Mit dem neuen Verfahren ist dies nicht der Fall und es kann daher die Temperatur von 10 – 100 km ermittelt werden.

Die Windbestimmung anhand der Resonanz-Streuung erfolgt zunächst wie bei der Rayleigh-Streuung anhand des Schwerpunktes und mit einer gleichmäßigen Abtastung des Spektrums. Zukünftig werden Frequenzen mit hoher Sensitivität für Doppler-Wind verwendet. Anders als bei der Rayleigh- und Mie-Streuung ist bei der Resonanzfluoreszenz aufgrund der verschiedenen Hyperfeinspektrallinien und Isotope die spektrale Verteilung nicht symmetrisch, was gerade bei der Temperaturbestimmung berücksichtigt werden muss. Abhängig von der Temperatur ändert sich hier die spektrale Form aufgrund der unterschiedlichen Stärken der Linien. Das genaue Bestimmen der spektralen Form erlaubt es, die Temperatur der Atmosphäre zu ermitteln [120, 33, 68]. Die spektrale Form der Filter sowie die spektrale Verteilung des Alexandrit-Lasers müssen dabei berücksichtigt werden. Des Weiteren ist die Stabilisierung des Lasers auf die absolute Wellenlängenreferenz notwendig. Vorteile des neuen Systems sind daher die sehr genaue spektrale Charakterisierung sowie die hohe Frequenzstabilität des Lasers und der Filter. Für eine korrekte Temperatur- und Windbestimmung ist dies gerade bei schwachen Signalen oder starken Rauschen aufgrund der langen Integrationszeiten wichtig. Für die spektralen Messungen der unterschiedlichen Streuprozesse ist je nach Dopplerbreite und zu erwartender Dopplerverschiebung ein ausreichender Frequenzscanbereich nötig. Aufgrund der Schmalbandigkeit des Lasers und des konfokalen Etalons ist für die Mie-Streuung bei vertikalen Messungen ein Scanbereich von etwa  $\pm 20$  MHz ausreichend, um die spektrale Struktur des Mie-Signals zu bestimmen. Mit dem schmalbandigen Mie-Kanal kann dann die Aerosol-Konzentration und der Doppler-Wind sehr genau anhand des Mie-Signals bestimmt werden. Ebenfalls kann auf diesem Kanal mit Hilfe des Rayleigh-Untergrundes die Signalstärke der Rayleigh-Streuung und damit die Dichte und Temperatur ermittelt werden. Der frequenzscannende Ansatz erlaubt hierdurch auch das Bestimmen des Rayleigh-Signals auch bei Anwesenheit von Aerosolen. Außerdem ist aufgrund der Schmalbandigkeit des Mie-Kanals die Rayleigh-Signalstärke deutlich reduziert, wodurch Messungen auch in geringen Höhen möglich sind. Dagegen kann es im breiten Rayleigh-Kanal in geringen Höhen aufgrund der hohen Signalstärke zur Sättigung des Detektors kommen, welche die Ergebnisse verfälschen können (Totzeit). Um das Rayleigh- und Resonanz-Spektrum vollständig untersuchen zu können, ist ein Frequenzscanbereich von über  $\pm 1500$  MHz bzw.  $\pm 1000$  MHz nötig. Des Weiteren ist, wie bereits in Abschnitt 3.2 dargestellt, der Anteil der vertikalen und horizontalen Windkomponente und damit die zu erwartende Doppler-Verschiebung abhängig von der Ausrichtung des Lidars (Verkipfung). Der Frequenzscanbereich muss daher zudem an den Kippwinkel und der zu erwartenden Dopplerverschiebung angepasst werden.

#### 4.5 Fehlerabschätzung für die Wind- und Temperaturbestimmung

Bei der Wind- und Temperaturbestimmung mit dem neuen System müssen zwei Arten von Fehlern betrachtet werden, einerseits die systematischen Abweichungen, welche die Genauigkeit der Messungen festlegt, und andererseits die statistischen Fehler, welche die Präzision, also die Schwankungsbreite der Messungen bestimmt. Die Windgeschwindigkeit ( $LOS^{31}$ ) wird mit dem Lidar anhand der Dopplerverschiebung über

$$v_{LOS} = \frac{\lambda_0}{2}(\nu_{\text{Atmosphäre}} - \nu_{\text{Alexandrit}}) \quad (4.1)$$

bestimmt. Die Frequenzen  $\nu_{\text{Alexandrit}}$  und  $\nu_{\text{Atmosphäre}}$  sind dabei die zentralen Frequenzen des gesendeten Alexandrit-Lasers und des empfangenen dopplerverschobenen Signals. Beide Größen werden aus den jeweiligen Spektren gewonnen und sind fehlerbehaftet. Nachfolgend sind zunächst einige möglichen Quellen für systematische Fehler beschrieben und bestimmt bzw. abgeschätzt.

##### Systematische Fehler:

Die **Kalibrierung der Frequenzachse** wird im System anhand der dopplerfreien Spektroskopie in Kombination mit dem Glasfaserresonator als Frequenzlineal kontinuierlich durchgeführt. Die Frequenzen der Kalium-Übergänge dienen dabei als absolute Frequenzreferenz, welche durch spektroskopische Messungen genau bekannt sind, siehe Anhang B. Fehler aufgrund von äußeren Einflüssen, wie des Magnetfeldes, können für unsere Anwendung vernachlässigt werden. Mit Hilfe der wenigen Referenzfrequenzen der dopplerfreien Spektroskopie kann der Glasfaserresonator spektral bestimmt werden. Der freie Spektralbereich FSR ergibt sich dabei aus  $FSR = \frac{c}{nL} \approx 30,6 \text{ MHz}$  und ist abhängig von der optischen Weglänge ( $nL$ ) der Glasfaser. Der Brechungsindex  $n$  und die Länge  $L$  sind dabei temperatur- und druckabhängig. Die Temperaturabhängigkeit der optischen Weglänge ergibt sich aus

$$\frac{d(nL)_T}{dT} = \frac{1}{L} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dL}{dT} \quad (4.2)$$

und man erhält somit für den Fehler des freien Spektralbereichs

$$\frac{\Delta FSR}{FSR} = -\frac{\Delta(nL)}{nL} = -\left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \alpha\right) \Delta T \quad (4.3)$$

mit dem Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = 5,1 \cdot 10^{-7} \frac{1}{K}$  [49], der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex  $\frac{dn}{dT} = 8,6 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$  [70] und  $n = 1,4539$  für Quarzglas. Mit der Temperaturstabilität des Innenraums von  $\Delta T = \pm 0,1 \text{ K}$  ergibt sich mit  $\frac{\Delta FSR}{FSR} = -6,4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K} \Delta T$  eine Änderung des FSR um  $\approx \pm 20 \text{ Hz}$ . Für einen Scanbereich von  $\pm 500 \text{ MHz}$  und somit 16 Resonanzen ergibt sich für den äußeren Bereich ein Fehler von  $\pm 0,3 \text{ kHz}$  bzw.  $\pm 0,12 \text{ mm/s}$  und ist daher vernachlässigbar.

Die Druckabhängigkeit der optischen Weglänge ergibt sich zu

$$\frac{d(nL)_p}{dp} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dp} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dp} \quad (4.4)$$

mit dem Druck  $p$ . Betrachtet man die Glasfaser als einen linearen isotropen Stab ohne Scherung, ergibt sich mit  $\frac{dn}{dp} = 8,6 \cdot 10^{-12} \frac{1}{Pa}$  und  $\frac{1}{L} \frac{dL}{dp} = 9,0 \cdot 10^{-12} \frac{1}{Pa}$  [116] eine Änderung der

<sup>31</sup>engl.: line of sight

optischen Weglänge von  $\frac{\Delta L}{L} = 1,5 \cdot 10^{-11} \frac{1}{\text{Pa}} \Delta p$ . Typische Werte für Schwankungen des Atmosphärendruckes während des Tagesganges und bei Böen sind 1 hPa, welche somit zu einer Änderung des FSR von 0,05 Hz führen und vernachlässigbar sind.

Die Korrektur der Frequenzachse, wie zuvor auch in Abbildung 4.15 gezeigt, ist bei weiten Scanbereichen bei der Temperaturbestimmung anhand der Kalium-Resonanz zu berücksichtigen. Die nichtlineare Änderung beim Verfahren der Laserfrequenz wird dabei kompensiert. Eine Überlagerung der Achsen beim Hin- und Zurückfahren der Frequenz wäre außerdem ansonsten nicht möglich. Für ein Lidar mit nur einer festen Laserfrequenz ergibt sich hierbei, ohne die Korrektur von typischerweise 2 – 3 MHz bei den äußeren Frequenzen, ein Fehler beim Wind von etwa 1 m/s und bei der Temperatur (Kalium-Resonanz) mit 0,7 MHz/K [33] von 2 – 3 K. Dies ist eine vereinfachte Betrachtung an nur einer Frequenz. Im System werden dagegen viele Frequenzen verwendet, wodurch je nach Frequenzverteilung und spektralem Fit deutlich geringere Fehler erzielt werden.

**Justage der Etalon-Filter:** Die Filter werden bei den Referenzmessungen mit dem Seeder- und Alexandrit-Laser sowie anschließend bei der Atmosphärenmessung über drei unterschiedliche optische Wege verwendet. Eine Abweichung im Einfallswinkel führt dabei zu einer Verschiebung der Filterkurve wegen der geänderten optischen Weglänge im Etalon sowie zu einer Verbreiterung durch höhere Verluste. Aufgrund der Justage mit einem geringen Durchmesser des Laserstrahls und der Blenden wird der Winkelunterschied zwischen den optischen Achsen reduziert und auf  $< 0,1^\circ$  abgeschätzt. Die Transmission des planaren Etalon-Filters wurde zuvor in Gleichung 2.6 beschrieben. Durch Verkippen des Etalons ändert sich die optische Weglänge bzw. die Phasendifferenz der internen Reflexionen zu  $\delta = \frac{4\pi}{\lambda} nL \cos \theta$ . Unter Berücksichtigung der Brechung geht mit  $n_{\text{Luft}} \sin \alpha = n \sin \theta$  hierbei der Einfallswinkel  $\alpha$  mit ein. Ein Transmissionsmaximum wird dabei bei  $\delta = 2\pi m$  ( $m$  = ganzzahlig) erreicht. Somit gilt  $m\lambda = 2nL \cos \theta$  und man erhält bezogen auf den nichtgekippten Zustand eine Frequenzverschiebung von

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta \nu}{\nu} = 1 - \cos \left( \arcsin \left( \frac{n_{\text{Luft}}}{n} \sin \alpha \right) \right). \quad (4.5)$$

Aufgrund der Verkipfung erhält man für einen Einfallswinkel von  $0,1^\circ$  und Brechungsindex von  $n = 1,454$  hiermit eine Frequenzverschiebung von etwa 270 MHz, was einer konstanten Windverschiebung von 100 m/s entspricht. Zur Korrektur dieser konstanten Windverschiebung können Messungen der vertikalen Winde verwendet und bei der Auswertung berücksichtigt werden. Dabei wird bei Mittelung über einen großen Höhenbereich ein vertikaler Wind von 0 m/s erwartet. Eine Verkipfung des Lidars muss dabei aufgrund der ansonsten auftretenden horizontalen Windanteile vermieden werden. Des Weiteren sind bei den Atmosphären-Messungen der Rayleigh- sowie Mie-Doppler-Wind im selben Höhenbereich erhältlich. Eine noch genauere Bestimmung ist daher aufgrund der Schmalbandigkeit des Mie-Signals möglich.

**Frequenzversatz zwischen Seeder-Laser und Alexandrit-Laser:** Der Versatz führt ebenfalls zu einer systematischen Windverschiebung und wird, wie zuvor beschrieben, ebenfalls korrigiert. Der Versatz wird dafür, wie auch in Abbildung 4.20 dargestellt, bestimmt und berücksichtigt.

**Zeitlicher Versatz zwischen Referenz- und Atmosphärenmessungen sowie Messdauer für ein Spektrum:** Ein langer zeitlicher Versatz zwischen den Messungen führt bei Frequenzschwankungen zu einer falschen Windbestimmung. Da bei dem neuen Messverfahren jeder Puls zur kontinuierlichen Charakterisierung und Stabilisierung der Filter mit eingeht, werden diese Fehler vermieden. Dabei wird typischerweise alle 100 ms ein komplettes Spek-

trum bestimmt.

Aufgrund der langsamen Wärmeleitung der spektralen Komponenten ist die Messgeschwindigkeit zur Korrektur bei geringen Temperaturschwankungen ausreichend. Dagegen können schnelle Druckänderungen bei hohen Sturmstärken zu einer Verschlechterung des Systems führen. Im Allgemeinen sind bei solchen Wetterlagen auch andere Bedingungen für Atmosphärenmessungen nicht erfüllt, was aber eher selten vorkommt.

Das **konfokale Etalon** reagiert weniger stark auf Temperaturschwankungen aufgrund der geringeren Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von Luft, sowie der aktiven Regelung der Resonatorlänge. Des Weiteren reagiert das konfokale Etalon aufgrund der Bauform unkritischer auf Verkippen der optischen Achse und ist daher vernachlässigbar. Dagegen werden schnelle Druckschwankungen mit der Frequenzstabilisierung nicht vollständig kompensiert. Die Daten der Filter- und Laserspektren werden daher gespeichert und bei der Auswertung berücksichtigt. Die systematischen Fehler werden somit bestimmt und korrigiert.

### Statistische Fehler

Der statistische Fehler bei der Windbestimmung aufgrund der Frequenzstabilität der Filter und Laser kann durch Fehlerfortpflanzung mit

$$\Delta v_{\text{LOS}} = \frac{\lambda_0}{2} \sqrt{\Delta \nu_{\text{Atmosphäre}}^2 + \Delta \nu_{\text{Alexandrit}}^2} \quad (4.6)$$

bestimmt werden. In den Fehler der Frequenz des Alexandrit-Lasers und des Atmosphären-Signals gehen dabei die Stabilität der Filter und des Seeder-Lasers mit ein. Die Frequenzstabilität des konfokalen Etalons beträgt 0, 21 MHz und des Seeder-Lasers 0, 15 MHz in 100 ms. Für ein Lidar mit nur einer festen Laserfrequenz erhält man hierdurch einen Fehler bei der Windbestimmung im Mie-Kanal von  $\pm 0, 1$  m/s. Bei längerer Integrationszeit reduziert sich der Fehler um Faktor  $\sqrt{N}$  aufgrund der höheren Anzahl an Messungen  $N$ . Bspw. bei 10 min ( $N = 6000$ ) reduziert sich der Fehler um etwa einen Faktor 77 auf unter 3 kHz bzw  $\pm 1, 3$  mm/s und ist damit vernachlässigbar. Die Frequenzstabilität des planaren Etalons im Rayleigh-Kanal lässt sich aus der Temperaturstabilität des planaren Etalons von  $\Delta T = \pm 0, 01$  K bei einer Zeitbasis von 1 s ableiten. Die relative Änderung der Dicke des Etalons ergibt sich wie beim Glasfaserresonator aus  $\frac{\Delta L}{L} = (\alpha + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT}) \Delta T$ . Für den Rayleigh-Kanal ergibt sich somit aufgrund der temperaturabhängigen Längenänderung mit  $\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta \nu}{\nu}$  eine Schwankung der Zentralfrequenz der Filterkurve von  $\pm 24$  MHz bzw.  $\pm 9$  m/s. Da bei der Rayleigh-Streuung keine Stabilisierung des Lasers oder der Filter auf eine feste Frequenz notwendig ist, können diese Schwankungen bei der Auswertung berücksichtigt und somit zum Teil kompensiert werden.

Dagegen ist die Wind- und Temperaturbestimmung bei der Kalium-Resonanz deutlich aufwendiger, da hier zusätzlich die spektrale Form und Filterwirkung ausgewertet werden muss. Eine genaue Stabilisierung des Lasers und der Filter auf die Resonanzfrequenz ist dazu notwendig. Frequenzschwankungen führen ansonsten bei den langen Integrationszeiten zu fehlerhaften Ergebnissen, da die gemittelte Filterkurve nicht mehr bekannt ist. Der auftretende Fehler ist dabei bspw. abhängig von den verwendeten Fit-Funktionen, Frequenzverteilung und Filtertransmission. Eine bessere Temperaturstabilisierung in Kombination mit schnellen Verkippen des Etalons ist in Planung und wird den Fehler weiter reduzieren. Eine mit dem konfokalen Etalon vergleichbare Stabilität sollte dann erreichbar sein. Der Fehler ist dann durch die Photonenstatistik limitiert und vergleichbar zum Vorgänger-System mit 3 K, siehe auch [33, 68].



Neben der Frequenzstabilität muss auch die Signalstärke, also die Anzahl der Photonen berücksichtigt werden. In Abschnitt 3.5 wurde dazu bereits der Fehler bei der Windbestimmung für die höhenabhängige Signalstärke des Systems dargestellt. Je nach Messdauer und Signalstärke kann die Windmessung in niedrigen Höhen durch die Frequenzstabilität der Laser und Filter limitiert sein. Prinzipiell ist aber unter Berücksichtigung der geplanten Verbesserungen die Frequenzstabilität der Laser und Filter ausreichend, wodurch die Windmessungen hauptsächlich durch die Messdauer und Signalstärke limitiert werden. Für den breiten Rayleigh-Kanal sind dann Fehler von wenigen m/s möglich, welche trotz der geringen Größe und Transportfähigkeit des Systems vergleichbar zu anderen hochgenauen Lidars sind, wie ALOMAR mit Wind-Fehlern von 0,8 m/s in 50 km bzw. 7 m/s in 80 km Höhe nach einer Stunde Integration [48]. Des Weiteren ist im neuen System mit dem Mie-Kanal eine genaue Windmessung anhand der Aerosole möglich. In der Stratosphäre sind dadurch sehr kleine Wind-Fehler von wenigen mm/s erhältlich und das bei Integrationszeiten von wenigen Minuten und kürzer. Mit dem neuen System sind somit auch kleine Änderungen der Temperatur und des Windes auf kurzen Zeitskalen und über einen großen Höhenbereich erhältlich.

#### 4.6 Alternative Laserquelle für die Stratosphäre

Die Verwendung des Alexandrit-Lasers sowie dessen Stabilisierungstechniken und Ansteuerung sind aufwendig und benötigen Platz. In diesem Abschnitt wird ein weiteres Konzept zur Erzeugung kurzer Laserpulse vorgestellt, welches zwar weniger Pulsleistung aufweist, dafür aber leicht änderbar und kompakter ist. Des Weiteren ist es einfach in das bestehende System integrierbar und mit dem Alexandrit-Laser kombinierbar. Außerdem stellt es einen nahezu idealen Laser dar, dessen spektrale Breite nur durch das Fourier-Transformlimit gegeben ist.

Mit Hilfe eines „Tapered Amplifiers“ wird hierzu der Seeder-Laser direkt auf über 500 mW verstärkt und mit AOMs optisch geschaltet. Trotz der geringen Effizienz dieser gepulsten Laserquelle ist der Ansatz aufgrund der Kompaktheit sowie der leichten und flexiblen Ansteuerung interessant. In Kombination mit dem schmalbandigen Seeder-Laser ist die Laserfrequenz schnell über einen großen Frequenzbereich durchstimmbar. Zudem bietet der Ansatz mehr Freiraum bei der Wahl der Wellenlänge und eine vernachlässigbare Linienbreite. Außerdem ist kein Frequenzoffset zum Seeder-Laser vorhanden, wodurch diese Variante gerade für die Spektroskopie und Untersuchung von Aerosolen eine interessante Möglichkeit ist. Das Konzept vereinfacht zudem System-Tests in der Troposphäre und ist zukünftig auch als eigenständiges Troposphären-Lidar denkbar. Hierzu befindet sich momentan auch eine Kooperation zwischen dem IAP und dem Arecibo-Observatorium zur Untersuchung von Sahara-Staub über Puerto Rico im Aufbau. Aufgrund der geringeren Pulsleistung ist mit dieser Variante momentan nur das Mie- und Rayleigh-Signal bis zur Stratosphäre erreichbar. Dagegen wäre für die Natrium-Resonanz ( $\lambda = 589 \text{ nm}$ ) mit den heute existierenden Techniken [11] aufgrund der höheren Leistung der Laser auch ein Mesosphären-Lidar möglich. Eine mögliche Weiterentwicklung ist dabei auch die Magnetometrie [10] in der Mesosphäre in Kombination mit einem Na-Lidar. Interesse besteht daran, solche Systeme in Zukunft ähnlich kompakt und anpassungsfähig zu bauen.

In Abbildung 4.21 ist der modifizierte Aufbau mit dem Tapered Amplifier und in Tabelle 6 eine Übersicht der Laserparameter dargestellt. Im Vergleich zum Aufbau mit dem Alexandrit-Laser sind die Nachweisbank und das Teleskop unverändert. Lediglich das Lasersystem ist geändert

und wird nachfolgend kurz beschrieben. Das Dauerstrich-Signal (CW<sup>32</sup>) des frequenzscannenden Seeder-Laser wird über polarisationserhaltende Glasfasern aufgeteilt. Ein Teil wird wie zuvor für den Glasfaserresonator zur Korrektur der Frequenzachse beim Scannen verwendet. Die dopplerfreie Spektroskopie zur Stabilisierung auf die Kalium-Resonanz ist bei dem Tapered Amplifier nicht zwingend notwendig, kann aber leicht integriert werden. Der größte Teil des Dauerstrich-Signals ( $P_{\text{Seeder}} \approx 40 \text{ mW}$ ) wird mit einem Tapered Amplifier (Toptica, Boosta Pro) auf über 500 mW Leistung verstärkt. Dabei durchläuft der Laser vor und nach der Verstärkung zwei glasfasergekoppelte AOMs, die zum schnellen Schalten der optischen Leistung dienen.

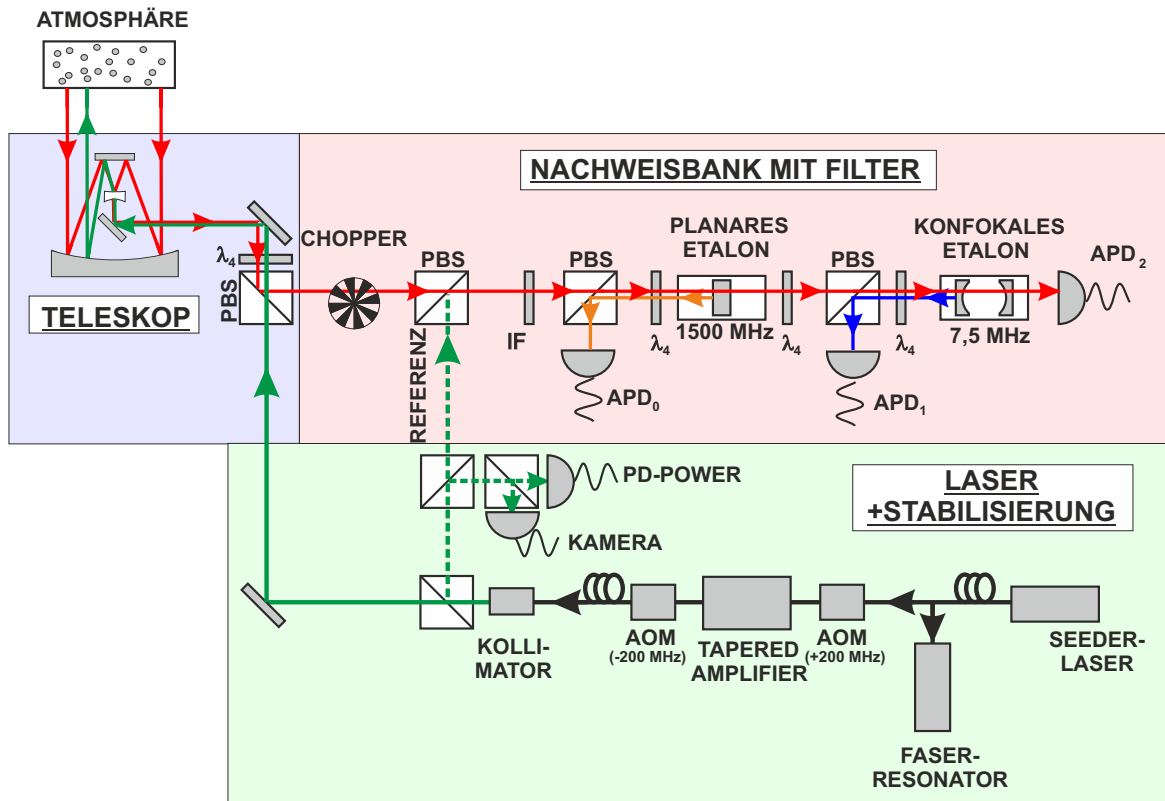


Abbildung 4.21: Schematische Darstellung des vereinfachten optischen Aufbaus mit dem Tapered Amplifier. Der Seeder-Laser wird direkt mit dem Tapered Amplifier verstärkt und mit AOMs optisch geschaltet. Das Teleskop und die Nachweisbank bleiben dabei unverändert, lediglich das Lasersystem und dessen Frequenzstabilisierung sind geändert.

Neben der Verstärkung des schmalbandigen Seeder-Lasers durch stimulierte Emission, kommt es ebenfalls zu einer unerwünschten breitbandigen Verstärkung der spontanen Emission (ASE: amplified spontaneous emission). Die anschließende Glasfaserführung dient neben der eigentlichen Strahlführung auch als räumlicher und spektraler Filter, wodurch das Strahlprofil verbessert und die ASE reduziert wird [112]. Die Zerstörschwelle der Glasfasern und AOMs sowie nichtlineare Effekte erschweren dabei eine weitere Erhöhung der optischen Leistung. Ein großer Vorteil dieser Variante ist der schnelle und variable Pulsbetrieb aufgrund des optischen Schaltens mit den AOMs. Die Länge, Form und Wiederholrate der Pulse können

<sup>32</sup>engl.: continuous wave

	<b>Tapered Amplifier</b>
Pulsenergie	0,5 $\mu$ J (CW 0,5 W)
Pulsdauer	1 $\mu$ s ( $\cong$ 150 m)
spektrale Breite	0,5 MHz (Fourier-Limit)
Repetitionsrate	500 Hz (Chopper: max. 10 kHz)

Tabelle 6: Übersicht über das Lasersystem mit dem Tapered Amplifier. Angegeben sind typische Werte, verwendet bei den ersten Messungen. Pulslänge und Repetitionsrate sind variabel sowie die Pulsenergie steigerbar.

dabei durch die einfache und variable AOM-Ansteuerung leicht geändert werden. Das einfache Schalten erzeugt dabei rechteckförmige Pulse. Die maximale Pulswiederholrate ist im System durch den verwendeten Chopper auf 10 kHz limitiert. Dies entspricht aufgrund der Flugzeit eine maximale Höhe von 15 km und stellt somit für die Messungen in der Stratosphäre keine Limitierung dar.

Neben der einfacheren Entwicklung von neuen Messverfahren bietet sich das Lasersystem gerade für spektral hochaufgelöste Messungen in der Atmosphäre an. Die Schmalbandigkeit sowie die schnelle und weite Durchstimmbarkeit erlauben dabei einen einfachen Zugang zu genauen Messungen z.B. des Doppler-Windes und der Aerosol-Konzentration. Im Vergleich zum Betrieb des Alexandrit-Lasers sind nur wenige Änderungen notwendig und daher ein einfaches und schnelles Wechseln der Laserquelle grundsätzlich möglich. Aufgrund der Kompaktheit ist außerdem ein paralleler Betrieb beider oder mehrerer Laserquellen im System möglich. Die Verwendung verschiedener Wellenlängen und Polarisationen können dabei z.B. zur detaillierteren Charakterisierung der Aerosole in Form, Größe und Beschaffenheit dienen.

## 5 Erste Atmosphärenmessungen mit dem schmalbandigen Mie-Kanal

In diesem Kapitel werden die ersten Atmosphärenmessungen des neuen kompakten Lidars vorgestellt. Der Schwerpunkt der Betrachtung liegt dabei auf der neuartigen spektral hochaufgelösten Charakterisierung der Rückstreuung mit dem schmalbandigen Mie-Kanal. Es werden Nacht- sowie Tagesmessungen mit dem frequenzscannenden Alexandrit-Laser für einen durchgängigen Höhenbereich von 10 bis 100 km mit Mie- und Rayleigh-Streuung sowie Kalium-Resonanzfluoreszenz gezeigt. Insbesondere wird hier auf das Bestimmen der Mie- und Rayleigh-Signalanteile sowie des Doppler-Windes eingegangen. Im Anschluss werden erste Atmosphärenmessungen mit dem Tapered-Amplifier für spektral hochaufgelöste Aerosol-Messungen in der Troposphäre und Stratosphäre vorgestellt.

### 5.1 Messungen mit dem Alexandrit-Laser

Erste Atmosphärenmessungen des neuen Lidars wurden mit dem Alexandrit-Laser im Januar 2020 in Kühlungsborn erfolgreich durchgeführt und werden nachfolgend vorgestellt. Das Ziel dieser ersten Messungen war die Charakterisierung des im Vergleich zu herkömmlichen Lidars neuartigen schmalbandigen Mie-Kanals. Diese ersten Messungen wurden aufgrund der langsamen Filterstabilisierung ohne planares Etalon durchgeführt. Ergänzende Messungen bestätigen die Kompatibilität und Funktionsweise des planaren Etalons sowie der Filterkombination.

In Abbildung 5.1 sind Höhenprofile des breitbandigen Rayleigh-Kanals (grün) und des schmalbandigen Mie-Kanals (blau) während einer Tagesmessung (links) und einer Nachtmessung (rechts) zu sehen. Der Rayleigh-Kanal detektiert dabei das am konfokalen Etalon geblockte Signal und der Mie-Kanal das transmittierte Signal. Zunächst wird allgemein auf diese Höhenprofile und anschließend auf deren spektrale Untersuchung und Verwendungsmöglichkeiten eingegangen. Die Verteilung der Alexandrit-Pulse ist bei diesen Messungen auf einen Frequenzscanbereich von  $\pm 50$  MHz begrenzt, was der besseren Untersuchung des Mie-Kanals dient. Die Zählraten der gezeigten Höhenprofile beziehen sich dabei auf den gesamten Frequenzscanbereich des Lasers. Die Integrationszeit beträgt bei der Tagesmessung etwa 2 Stunden und bei der Nachtmessung etwa vier Stunden, bei einer Repetitionsrate des Lasers von 500 Hz, einer Pulslänge von etwa 800 ns ( $\approx 125$  m) und einer Pulsenergie von etwa 1,5 mJ. Die Zählraten der Detektoren wurden höhenabhängig mit einer Auflösung von 1 m ermittelt und gespeichert. Die unteren 5 km sind bei den Messungen vom Chopper geblockt, um eine zu hohe Zählrate auf den Detektoren in der Nachweisbank zu vermeiden. Der Untergrund wurde in Höhen ohne Rückstreuung ( $> 110$  km) bestimmt und abgezogen. Dieser beträgt im Mie- und Rayleigh-Kanal bei der Tagesmessung etwa 50 Hz bzw. 4 kHz sowie bei der Nachtmessung 200 Hz. Das Signal des Rayleigh-Kanals ist bei den Messungen bis etwa 60 bzw. 70 km Höhe hauptsächlich durch die Rayleigh-Streuung an Luftmolekülen gegeben und zeigt dabei den typischen Verlauf aufgrund der exponentiellen Abnahme der Luftdichte und der zunehmenden Entfernung (siehe auch Gleichung 2.1). Des Weiteren ist in etwa 80 – 100 km Höhe die an freien Kalium-Atomen angeregte Fluoreszenz gut zu erkennen. Für einen Nachweis in anderen Höhenbereichen ist die Kalium-Konzentration zu gering bzw. der Detektoruntergrund zu hoch. Dennoch ist die Kalium-Schicht bereits bei der Tagesmessung zu erkennen, auch ohne Verwendung des planaren Etalons und somit erhöhtem Untergrund. Unterhalb der Kalium-Schicht dominiert dann im Rayleigh-Kanal die Rayleigh-Streuung. In niedrigeren

Höhen, wie in der Stratosphäre, muss hier zusätzlich die Mie-Streuung berücksichtigt werden. In dem Höhenprofil des Rayleigh-Kanals ist dies als schwaches Signal bzw. Stufe in etwa 9 km bei der Tagesmessung und in 12 bzw. 18 km Höhe bei der Nachtmessung zu erkennen. Die Anwesenheit von Aerosolen kann die Wind- und Temperaturbestimmung im Rayleigh-Kanal verfälschen und muss daher berücksichtigt werden. Gerade in Höhen unterhalb von 30 km sind daher Korrekturen der Zählraten notwendig. Gegenüber herkömmlichen Doppler-Rayleigh-Lidars erlaubt das neue System ein direktes Bestimmen der Aerosole mit Hilfe des zusätzlichen Mie-Kanals.

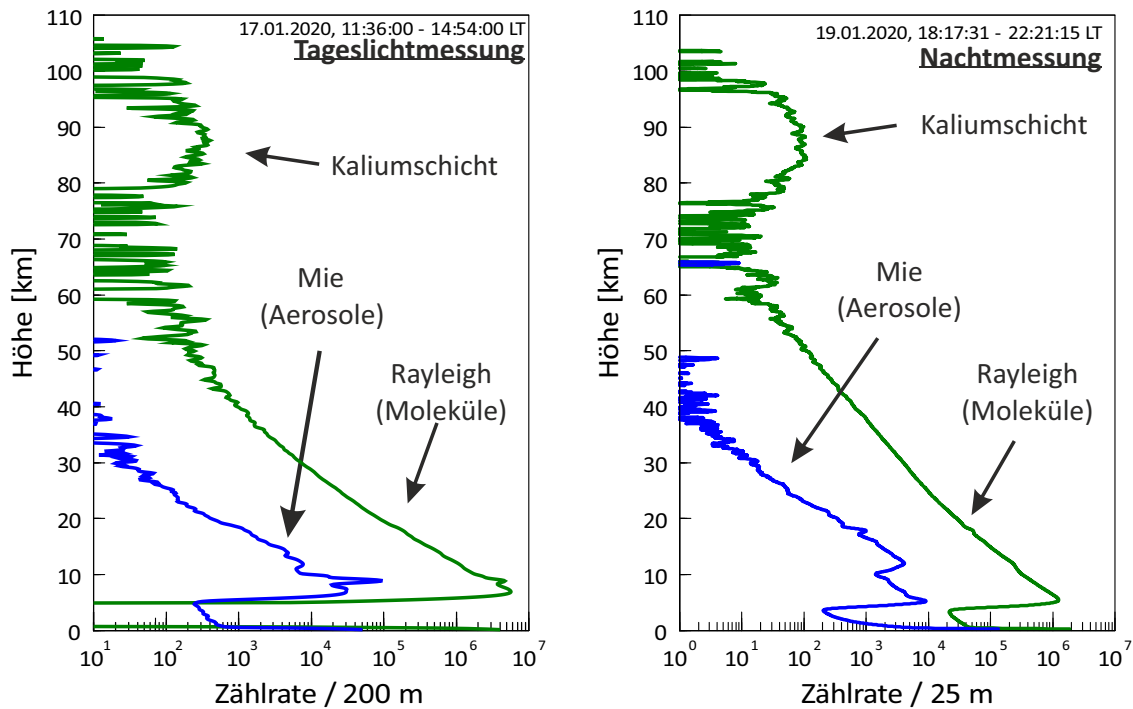


Abbildung 5.1: Erste Messungen des neuen kompakten Lidars mit dem Alexandrit-Laser als Laserquelle im Januar 2020 in Kühlungsborn. Links, Messungen am Tage und rechts bei Nacht (entnommen und angepasst aus [83, 73]). In grün, breitbandiger Rayleigh-Kanal mit Rayleigh-Signal bis etwa 60 bzw. 70 km sowie Kalium-Resonanz-Signal in etwa 80 – 100 km Höhe. Blau, schmalbandiger Mie-Kanal mit hoher Sichtbarkeit von Aerosolen. Die unteren 5 km sind vom Chopper geblockt und der Untergrund der Kanäle in über 110 km Höhe bestimmt und abgezogen.

Anders als bei anderen Systemen sind hierfür keine weiteren Wellenlängen notwendig. Aufgrund der geringen spektralen Breite des Mie-Kanals ist hier der Rayleigh-Signalanteil deutlich reduziert. Das Verhältnis des Mie- zu Rayleigh-Signalanteils (Etalon-Transmission: Rayleigh  $\approx 1\%$ , Mie  $\approx 65\%$ ) ist dadurch um etwa einen Faktor 65 zu Gunsten der Streuungen an Aerosolen geändert (siehe auch Abbildung 3.9). Der erhöhte Mie-Signalanteil und damit eine erhöhte Sichtbarkeit der Aerosole ist in Abbildung 5.1 deutlich in den Höhenprofilen des Mie-Kanals (blau) zu erkennen. Die Streuung an Cirruswolken (Eisteilchen) führt dabei zu einer ausgeprägten Stufe in der Zählrate. Dagegen ist im breitbandigen Rayleigh-Kanal die Anwesenheit der Aerosole aufgrund des hohen Beitrags der Rayleigh-Streuung nur schwach

ausgeprägt. Der Unterschied in den Zählraten der beiden Kanäle stimmt dabei mit der vorherigen Abschätzung der Signalanteile gut überein und bestätigt somit die Justage und Abbildungsqualität der beiden Kanäle untereinander. Generell sind aber die Zählraten der Signale sowie des Untergrundes im Vergleich zu den Berechnungen zu niedrig. Der solare Untergrund weist hiernach ein um etwa Faktor 14 zu geringes Signal auf. Ebenfalls ist das Rayleigh-Signaldementsprechend reduziert, kann aber je nach Höhenbereich und Turbulenz auch eine weitere Größenordnung zu gering sein. Dies beruht voraussichtlich auf der Abbildungsqualität und Turbulenz im Teleskop. Da die Abbildungsqualität in der Nachweisbank durch Referenzmessungen bestätigt wurde, wird der Fehler wahrscheinlich verursacht durch die Verwendung eines alten Teleskopspiegels. Nachfolgende Rechnungen zeigen außerdem, dass aufgrund der Teleskop-Sekundäroptik das Sichtfeld nur etwa  $17\ \mu\text{rad}$  beträgt, wodurch das Signal mindestens um ein Faktor 4 reduziert ist. Dies wird zukünftig durch Austausch der Spiegel und Linsen des Teleskops überprüft und angepasst. Des Weiteren wird durch Weiterentwicklung des Teleskops der Einfluss der Turbulenz reduziert.

Dennoch bestätigen diese ersten Messungen bereits die Funktionsfähigkeit des Systems, insbesondere des schmalbandigen Kanals. Hierbei werden die Bedeutung und Vorteile gegenüber anderen Systemen, gerade bei der Bestimmung der Aerosole ersichtlich. Dabei waren auch ohne Verwendung des planaren Etalons, als Tageslichtfilter, bereits Messungen der Kalium-Schicht am Tage möglich. Dies zeigt bereits die hohe Effizienz des Systems, welche zukünftig weiter gesteigert wird. Außerdem wird das generelle Konzept der VAHCOLI-Lidars bestätigt. Die Kombination aus kleinem Sichtfeld und vergleichsweise kleiner Teleskopgröße ermöglicht dabei die Kompaktheit der Filter sowie die Kompaktheit und Transportfähigkeit des Gesamtsystems.

### 5.1.1 Spektrale Charakterisierung am schmalbandigen Mie-Kanal

Der frequenzscannende Ansatz des neuen Lidars ermöglicht mit der Kombination aus schmalbandigem Mie-Kanal und Alexandrit-Laser eine genaue spektrale Untersuchung der Rückstreuung. In Abbildung 5.2 ist dazu in blau die ermittelte spektrale Verteilung der Rückstreuung einer Messung vom 19.01.2020 für ein Höhenintervall von 16 bis 16,5 km des Mie-Kanals gezeigt. Für diese Messungen wurde der Frequenzscanbereich des Seeder- bzw. Alexandrit-Lasers weiter auf  $\pm 25\ \text{MHz}$  reduziert. Dies führt zu einer höheren Anzahl an Pulsen bzw. Photonen bei den einzelnen Frequenzen, was die Untersuchungen zum Bestimmen der Signalanteile und des Doppler-Windes vereinfachen. Für die Abbildung wurde der breitbandige Rayleigh-Anteil in den äußeren Frequenzbereichen ermittelt, anschließend als Untergrund abgezogen und das Signal normiert. Das schmalbandige Mie-Signal ist gut zu erkennen. Als Referenz bei der Windbestimmung ist in rot zusätzlich das Transmissionssignal des konfokalen Etalons dargestellt. Dieses wurde mit dem Seeder-Laser bestimmt und weist eine spektrale Breite von 7,5 MHz auf. Bei der Analyse der Spektren wird zudem die Frequenzverteilung der Alexandrit-Laserpulse, welche in grün dargestellt ist, berücksichtigt. Die Verteilung der Frequenzen wird hierbei mit Hilfe der speziellen Ramp&Fire-Technik gesteuert. Bei den gezeigten Messungen ist die spektrale Abtastung mit den Alexandrit-Laserpulsen auf 50 feste Frequenzen gleichmäßig verteilt. Abgesehen von kleinen Abweichungen im äußeren Frequenzscanbereich, bestätigt die gleichmäßige Verteilung die Funktionsfähigkeit der Frequenz-Steuerung und -Stabilisierung. Eine detaillierte spektrale Untersuchung der atmosphärischen Rückstreuung ist somit möglich. Für zukünftige routinemäßige Atmosphärenmessungen sind speziell auf den jeweiligen Streuprozess angepasste Verteilungen der Alexandrit-Laserpulse über einen

größeren Frequenzbereich vorgesehen. Dies wurde näher in Abschnitt 3.2 beschrieben und ist durch Anpassen der Stabilisierungstechnik möglich.

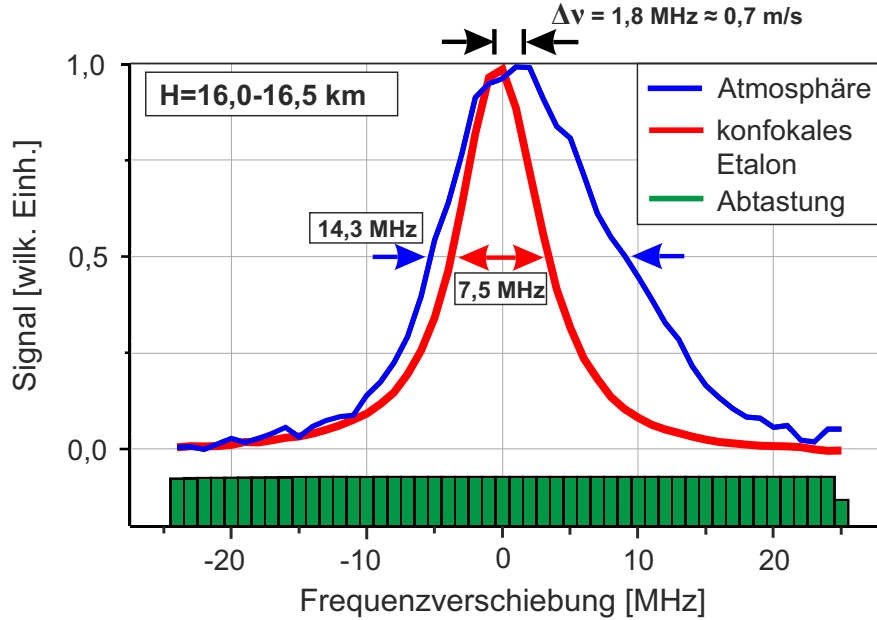


Abbildung 5.2: Spektrale Verteilung ermittelt mit dem schmalbandigen Mie-Kanal: in blau, Mie-Signal (Rayleigh-Untergrund abgezogen) aus einem Höhenintervall von 16 bis 16,5 km sowie in rot, konfokales Etalon als Referenz (mit Seeder-Laser charakterisiert) und in grün, Frequenzverteilung der Alexandrit-Laserpulse.

Die ermittelte spektrale Breite des Mie-Signals von 14,3 MHz entspricht der Faltung der spektralen Form des zurückgestreuten Alexandrit-Lasers mit dem konfokalen Etalon. Wie zuvor in Abbildung 4.20 zu sehen, ergibt das direkte Bestimmen der Faltung des Alexandrit-Lasers mit dem konfokalen Etalon eine spektrale Breite von etwa 15,5 MHz. Dies bestätigt somit die Referenzmessung sowie die geringe Doppler-Verbreitung der Mie-Streuung ( $< 1$  MHz). Die geringe Abweichung kann bei der langen Integrationszeit durch Änderungen der Umgebungsbedingungen verursacht worden sein. Die Frequenzverschiebung des Schwerpunktes der spektralen Verteilung des Mie-Signals beträgt 1,8 MHz, was einem Doppler-Wind von etwa 0,7 m/s entspricht. Die spektrale Untersuchung ermöglicht somit einerseits ein genaues Bestimmen auch von kleinen Windgeschwindigkeiten und andererseits das Ermitteln der Mie- und Rayleigh-Anteile in den verschiedenen Höhen. Dies wird in den nächsten beiden Abschnitten ausführlicher beschrieben und erlaubt neue Möglichkeiten bei der Untersuchung von Aerosolen sowie bei der Korrektur des Rayleigh-Kanals.

### 5.1.2 Windbestimmung

Für den Mie-Kanal ist in Abbildung 5.3 links die spektrale Verteilung der Rückstreuung in Abhängigkeit der Höhe dargestellt. Die Messungen zeigen einen gleichmäßigen Verlauf mit unterschiedlichen Dopplerverschiebungen und ohne Störungen. Für die Windbestimmung wird der Schwerpunkt der spektralen Verteilung des Mie-Signals ermittelt. Auch kleine Dopplerverschiebungen bzw. Windgeschwindigkeiten können hierdurch sehr genau bestimmt werden. In Abbildung 5.3 rechts ist hierzu der berechnete Doppler-Wind dargestellt, welcher aus der

Verschiebung des Spektrums mittels Gauß-Fit mit Rayleigh-Untergrund ermittelt wurde. Die Messung verdeutlicht somit die neue Möglichkeit, auch kleine Änderungen der Windgeschwindigkeit, trotz bzw. gerade aufgrund der Anwesenheit von Aerosolen, zu bestimmen.

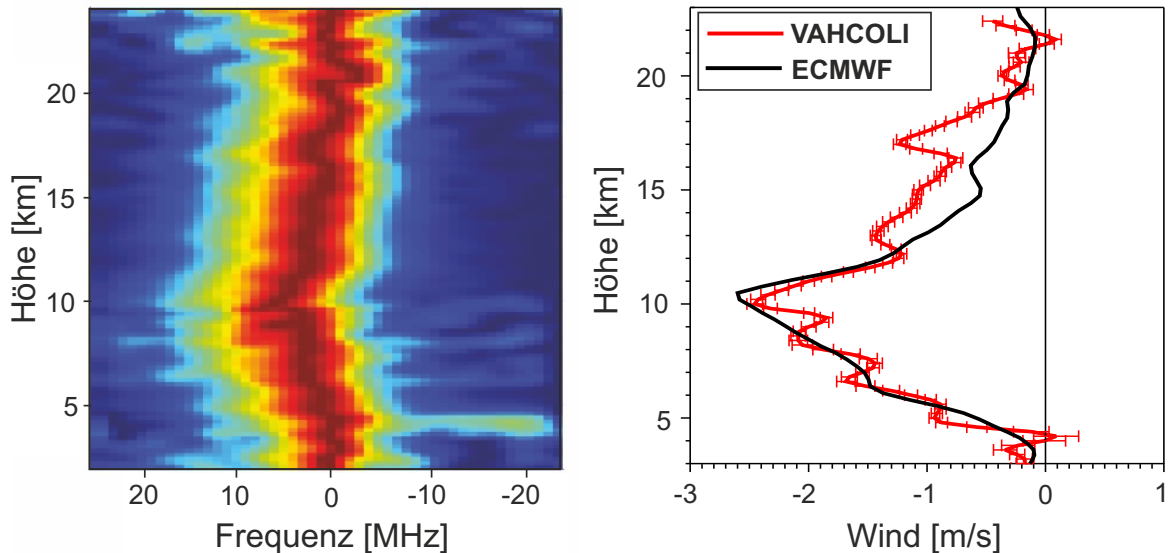


Abbildung 5.3: Höhenabhängige spektrale Verteilung ermittelt mit dem schmalbandigen Mie-Kanal am 19.01.2020 (18:10:00–18:30:00 LT) (entnommen und angepasst aus [73]). Links: höhenabhängig normiertes Doppler-verschobenes Mie-Signal. Rechts: Windbestimmung anhand spektralem Fit, angepasste ECMWF-Daten ( $2,3^\circ$ -Verkipfung des Systems) als Referenz zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Als Referenz werden zum Vergleich Windgeschwindigkeit von ECMWF<sup>33</sup>-Daten verwendet, welche u.a. aus Satelliten-Messungen gewonnen werden. Da das Lidar vor den Messungen nicht ausgerichtet wurde, weist das Sichtfeld eine leichte Verkipfung auf. Neben dem zu erwartenden vertikalen Wind wird daher auch ein geringer Anteil des horizontalen Windes detektiert (siehe Gleichung 3.5). Für einen besseren Vergleich wurden daher die ECMWF-Daten angepasst. In Abbildung 5.3 rechts ist in schwarz ein reduzierter meridionaler ECMWF-Wind (etwa 4 %) dargestellt, welcher eine gute Übereinstimmung zur Messung zeigt. Trotz der geringeren zeitlichen und räumlichen Auflösung der ECMWF-Daten wird somit die Windbestimmung des neuen Systems bestätigt. Der Anteil des meridionalen Windes entspricht dabei einer Verkipfung des Lidars um etwa  $2,3^\circ$ , was bei zukünftigen routinemäßigen Messungen stärker berücksichtigt bzw. vermieden wird. Spezielle Sensoren sind hierzu im System vorhanden. Andererseits zeigt bereits dieser kleine Kippwinkel die hohe Sensitivität sowie das Potential bzw. eine Einsatzmöglichkeit des neuen VAHCOLI-Lidars. Zukünftig wird mit Hilfe von zusätzlichen, gekippten Teleskopen u.a. ein genaues Bestimmen von vertikalen sowie horizontalen Winden und somit eine dreidimensionale Untersuchung der Atmosphäre möglich sein (siehe auch [73, 83]).

Für die über 7-stündige Nachtmessung ist in Abbildung 5.4 der zeitliche Verlauf des Doppler-Windes (links) und der spektralen Breite des Mie-Signals (rechts) dargestellt. Diese wurden, wie zuvor beschrieben, anhand der spektralen Verteilung mit Hilfe des Mie-Kanals bestimmt.

<sup>33</sup>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts



In etwa 10 km Höhe ist hier eine erhöhte Windgeschwindigkeit (Jetstream) festzustellen. Der gleichmäßige zeitliche Verlauf der Messreihe ohne Störungen bestätigt dabei die Windbestimmung auch bei längerer Messdauer. Der Verlauf der spektralen Breite des Mie-Signals weist dagegen zeitlich und räumlich kleinskalige Änderungen auf. Diese sind größer als die Änderung der Doppler-Verbreiterung aufgrund der Temperatur. Eine mögliche Ursache hierfür können Turbulenzen, also zeitlich und räumlich kleinskalige Windänderungen in der Atmosphäre, sein. Die spektrale Breite des Mie-Signals könnte somit eine neue Möglichkeit zur Untersuchung von Turbulenzen eröffnen, was zukünftig aber noch näher analysiert werden muss. Eine genauere Untersuchung der Windbestimmung und spektralen Breite sowie ein Vergleich mit anderen Experimenten ist nach Verbesserung des Aufbaus und Weiterentwicklung der Auswertung vorgesehen. Durch Steigerung der Effizienz des Systems und der nächsten Laser-Generation lässt sich das Signal um etwa 2 Größenordnungen steigern, wodurch der Fehler weiter reduziert wird. Bei den zukünftigen Messungen der horizontalen Windkomponenten treten außerdem bei größeren Kippwinkeln der Teleskope auch deutlich größere Amplituden auf, wodurch kürzere Integrationszeiten benötigt werden. Feinere zeitliche und räumliche Strukturen und deren Dynamik werden somit stärker sichtbar. Die Dauer und Kontinuität dieser ersten Messungen bestätigen dabei bereits die Zuverlässigkeit und die hohe Sensitivität des Systems.

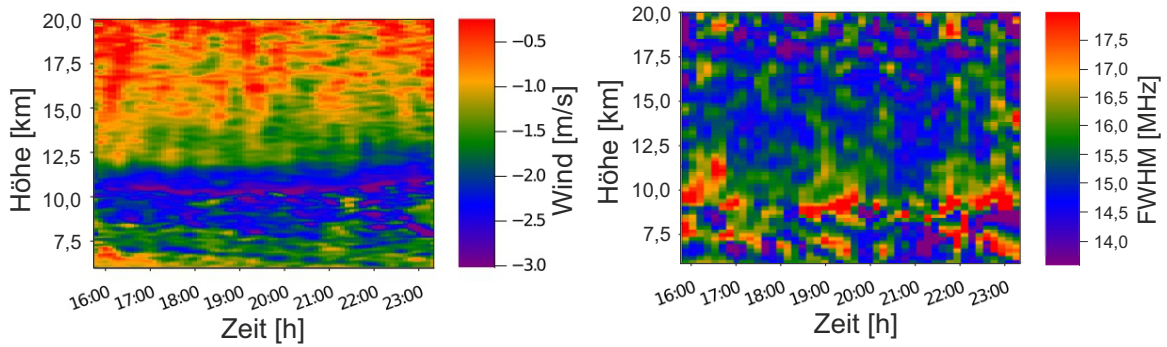


Abbildung 5.4: Zeitlicher Verlauf der über 7-stündigen Messreihe vom 19.01.2020 (entnommen und angepasst aus [56]). Links, Doppler-Wind bestimmt anhand des Mie-Signals und rechts, spektrale Breite des Mie-Signals mit zeitlich und räumlich kleinskaligen Änderungen.

### 5.1.3 Bestimmung des Mie- und Rayleigh-Anteils und Korrektur des Rayleigh-Kanals

Neben der genauen Windbestimmung erlaubt der schmalbandige Mie-Kanal das Ermitteln der verschiedenen Signal-Anteile der Mie- und Rayleigh-Streuung, was neue Möglichkeiten insbesondere bei der Korrektur des Rayleigh-Kanals bei Anwesenheit von Aerosolen erlaubt. In Abbildung 5.5 sind für eine Beispielmessung dazu links die Höhenprofile des Mie- und Rayleigh-Kanals sowie rechts, das am Mie-Kanal bestimmte Verhältnis der Mie-/Rayleigh-Signalanteile dargestellt. Hierzu wird, wie zuvor beschrieben, die spektrale Verteilung im Mie-Kanal bei verschiedenen Frequenzen betrachtet und mittels spektralem Fit analysiert. Die Mie- und Rayleigh-Anteile lassen sich dabei anhand der unterschiedlichen Dopplerbreiten und Signalstärken bestimmen, deren Verhältnis je nach Höhe und Aerosolkonzentration variiert. Im Mie-Kanal ändert sich das Verhältnis der Signalanteile aufgrund der Schmalbandigkeit

des Filters, Lasers sowie der unterschiedlichen Doppler-Breiten bereits bei geringer Änderung der Laserfrequenz deutlich. Bei der hier verwendeten maximalen Frequenzverschiebung des Lasers von  $\pm 25$  MHz wird bspw. der Mie-Anteil bereits um etwa einen Faktor 80 reduziert. Der Rayleigh-Anteil bleibt dagegen bei den verschiedenen Frequenzen konstant (siehe Abschnitt 3.3). Mit dem konfokalen Etalon sind aufgrund der Finesse von etwa 130 theoretisch etwa vier Größenordnungen Unterdrückung des Mie-Anteils bei Frequenzverschiebungen von  $\pm \text{FSR}/2 = \pm 500$  MHz erreichbar, was bereits im Rahmen des ALISE-Projektes demonstriert wurde.

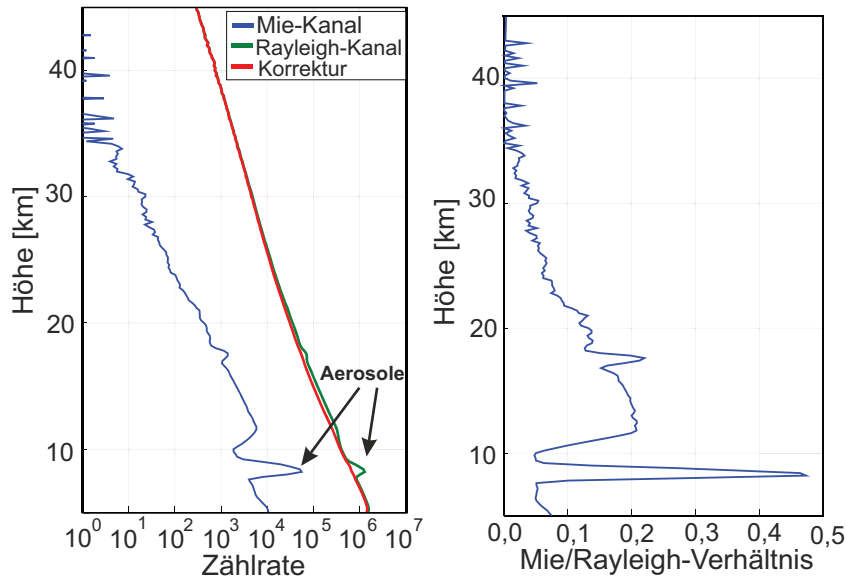


Abbildung 5.5: Bestimmung der Signalanteile zur Korrektur des Rayleigh-Kanals bei Anwesenheit von Aerosolen. Links, Höhenprofile des Mie-Kanals sowie des Rayleigh-Kanals mit und ohne Aerosol-Korrektur. Rechts, ermitteltes Verhältnis der Mie- und Rayleigh-Signalanteile.

In Abbildung 5.5 ist links die hohe Variabilität des Mie-Anteils insbesondere im Mie-Kanal in etwa 9 km Höhe gut zu erkennen. Mit Hilfe der spektralen Betrachtung können hierbei, unter Berücksichtigung der unterschiedlichen spektralen Breiten, die Zählraten des Rayleigh-Kanals direkt um den Mie-Anteil korrigiert werden. Das Höhenprofil des Rayleigh-Kanals ist hierzu einmal ohne (grün) und einmal mit Korrektur (rot) dargestellt, was den Einfluss der Aerosole auf die Zählraten des breitbandigen Kanals zeigt. In Abbildung 5.5 ist rechts außerdem das ermittelte Verhältnis der Mie- und Rayleigh-Signalanteile dargestellt. Bei der Messung ist in etwa 9 km Höhe das Mie-Signal fast halb so stark wie das Rayleigh-Signal ausgeprägt. Dies zeigt einerseits den großen Einfluss der Aerosole auf die Rayleigh-Messungen und andererseits aber auch die neuen Möglichkeiten bei der Korrektur des Rayleigh-Kanals sowie der Untersuchung von Aerosolen.

Gerade die Kombination der Schmalbandigkeit des Mie-Kanals und Lasers sowie dessen Durchstimmbarkeit ermöglichen im neuen System eine hohe Sichtbarkeit von Aerosolen, wie stratosphärischen Aerosolen oder NLCs. Hiermit wird ein neuer Zugang zur Untersuchung von Aerosolen und deren Dynamik möglich. Als Beispiel ist in Abbildung 5.6 der zeitliche Verlauf des Mie-Anteils für die über 7-stündige Messreihe dargestellt. Das Verhältnis des Mie- und Rayleigh-Anteils im schmalbandigen Kanal wurde hierzu, wie zuvor beschrieben, höhenabhängig bestimmt. Bereits diese ersten Messungen bieten einen detaillierten Einblick

in die feinen Strukturen und der Dynamik der Aerosol-Schichten. Die beiden Messkanäle ermöglichen somit bereits eine durchgängige Untersuchung der Atmosphäre von 10 – 100 km zur Bestimmung des Windes, Temperatur und Aerosolkonzentration, bei gleichzeitiger Charakterisierung aller spektralen Komponenten. Bei herkömmlichen Systemen mit ausschließlich breitbandigem Rayleigh-Kanal sind solche Messungen in dieser Kombination so nicht möglich. Die geplante Erhöhung der Laserenergie, Systemeffizienz und Messdauer werden zukünftig noch genauere Windbestimmungen und Aerosol-Messungen erlauben. Das neue System bietet des Weiteren neue Möglichkeiten für die Spektroskopie von bspw. Spurengasen, um ein detailliertes und breites Verständnis der Vorgänge und Dynamik der Atmosphäre zu erhalten. Die Erweiterung des Systems zu mehreren Laserwellenlängen, die weitere Reduzierung der spektralen Breite oder das Ausnutzen der Polarisationsseigenschaften der Streuung können dabei zukünftig beitragen, weitere Informationen, wie die Form und Zusammensetzung der Aerosole zu erhalten. Zudem könnte das Mie-Signal eine neue Möglichkeit zur Untersuchung von Turbulenzen in der Atmosphäre eröffnen. Die zeitlichen und räumlichen kleinskaligen Windänderungen führen dabei zu einer zusätzlichen spektralen Verbreiterung des Mie-Signals. Eine Reduzierung der spektralen Breiten und weitere Untersuchungen sind dazu noch notwendig. Das System bietet somit neben der eigentlichen VAHCOLI-Anwendung eine Vielzahl an zukünftigen Erweiterungen und Einsatzmöglichkeiten.

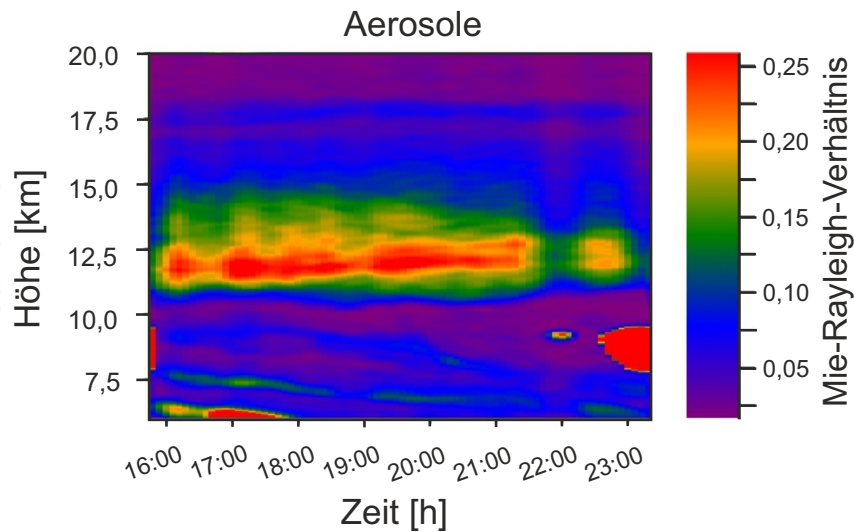


Abbildung 5.6: Zeitliche Änderung des Verhältnisses der Mie- und Rayleigh-Signalanteile bei der über 7-stündigen Messung, bestimmt anhand der höhenabhängigen spektralen Verteilung im Mie-Kanal.

## 5.2 Messungen mit dem Tapered Amplifier

Ergänzend zu den Messungen mit dem Alexandrit-Laser werden in diesem Abschnitt erste Messungen mit dem Tapered Amplifier als alternative Laserquelle, insbesondere für die Stratosphäre vorgestellt. Die Wind- und Temperaturbestimmung sowie die Bestimmung der Signalanteile erfolgen wie zuvor für den Alexandrit-Laser beschrieben und werden daher nicht weiter behandelt. Dieser Abschnitt soll lediglich weitere Entwicklungs- und Einsatzmöglichkeiten des Systems neben der Variante mit dem Alexandrit-Laser aufzeigen.

Allgemein ist die Verwendung und Ansteuerung des Tapered Amplifier gegenüber dem Alexandrit-Laser weniger aufwendig und macht einige Stabilisierungstechniken überflüssig, was einen kompakteren Aufbau erlaubt. Dabei ist momentan der Höhenbereich aufgrund der geringeren Leistung des Lasers auf die Troposphäre und Stratosphäre begrenzt, aber durch leistungstärkere Varianten bzw. andere Laser erweiterbar. Gegenüber dem Alexandrit-Laser sind bei der Pulsformung mit Hilfe der AOMs auch kompliziertere Pulsformen sowie eine variable Abfolge und Dauer der Pulse möglich. Als Beispiele sind in Abbildung 5.7 links die Form von Rechteckpulsen und rechts Höhenprofile einer schnellen Abfolge von Pulsen, welche an einer Wolke in etwa 1 km Höhe gestreut werden, dargestellt. Mögliche zukünftige Anwendungen hiervon sind Magnetfeldmessungen in der Mesosphäre durch optisches Pumpen bspw. der Natrium-Schicht. Hierbei wird die magnetfeldabhängige Larmorfrequenz ausgenutzt, wozu Pulsfolgen mit Repetitionsraten von 200 – 400 kHz ( $\approx 1$  km Abstände) benötigt werden [60].

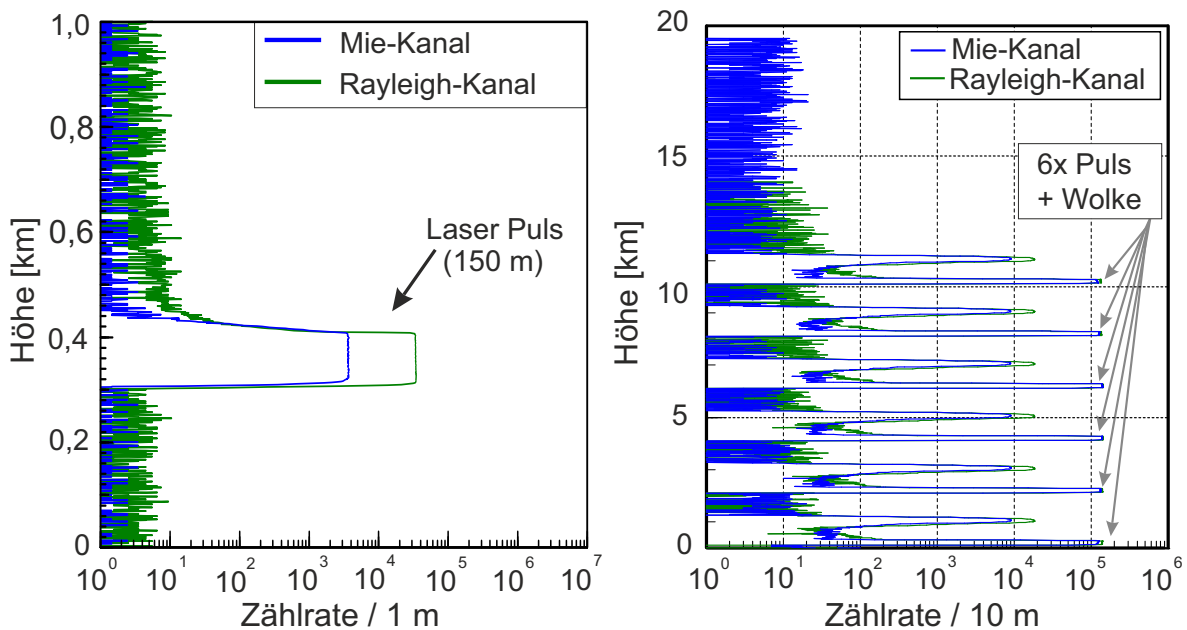


Abbildung 5.7: Pulserzeugung mit AOMs beim Tapered-Amplifier als Laserquelle. Links: 150 m-Rechteckpuls. Rechts: Pulszug bestehend aus sechs zeitlich versetzten Pulsen mit jeweiliger Streuung an einer Wolke in etwa 1 km Höhe. Die Messungen zeigen die hohe Dynamik beim Schalten der Laserleistung und weitere Entwicklungsmöglichkeiten, wie Puls Codierung oder Pulszüge.

Die Messungen zeigen einerseits die saubere Pulsformung mit ausreichender Signalunterdrückung um mehrere Größenordnungen beim Schalten der Laserleistung und andererseits die Variabilität der Pulsformung. Hierdurch ist neben der Erhöhung der Repetitionsrate des

Lasers auch eine Erweiterung des Systems mit speziellen Puls-Codierungsverfahren oder das Aussenden von Pulszügen denkbar. Dies könnte eine Verbesserung der Signalqualität bei gleichzeitig hoher Höhenauflösung erlauben.

In Abbildung 5.8 sind links ein Höhenprofil und rechts der zeitliche Verlauf des Mie-Anteils für eine 3-stündige Messung mit dem Tapered Amplifier dargestellt. Die Messungen wurden am 07.05.2020 in Kühlungsborn mit einer Repetitionsrate des Lasers von 500 Hz, einer Pulsennergie von 0,5 nJ und Pulslängen von  $2\text{ }\mu\text{s}$  ( $\cong 300\text{ m}$ ) durchgeführt. In beiden Kanälen ist der gleichmäßige Abfall des Rayleigh-Signals mit der Höhe und die erhöhte Mie-Streuung an einer Wolke in etwa 10 km deutlich zu erkennen. Die zeitliche Messreihe zeigt Unterbrechungen aufgrund eines Software-Fehlers und der Konfiguration des Systems, welche bei möglichen zukünftigen routinemäßigen Messungen entfallen. Trotz der deutlich geringeren Pulsenergie im Vergleich zum Alexandrit-Laser ( $> 1,5\text{ mJ}$ ) sind mit dem Tapered Amplifier bereits vielversprechende Aerosol-Messungen in der Stratosphäre möglich. Durch die Erhöhung der Laserleistung und Effizienz können die Messungen weiter verbessert werden. Für Messungen in der Stratosphäre ist außerdem eine Erhöhung der Repetitionsrate des Lasers auf 5 kHz im System möglich. Aufgrund der höheren Anzahl an Pulsen ist dann nur eine zehnmal kürzere Integrationszeit im Vergleich zu den gezeigten Messungen nötig. Neben einer genaueren Wind- und Temperaturbestimmung sind dann gerade im zeitlichen Verlauf deutlich detaillierte Strukturen der Aerosolschichten und deren Dynamik nachweisbar. Aufgrund der Kompaktheit, Schmalbandigkeit, Durchstimmbarkeit und Wellenlängen-Diversität der Tapered Amplifier bietet diese Laserquelle, neben der Weiterentwicklung der Messverfahren, neue Möglichkeiten bei der Untersuchung von Aerosolen und der Spektroskopie in der Stratosphäre. Das System mit dem Tapered Amplifier ist daher zukünftig auch als eigenständiges Troposphären/Stratosphären-Lidar denkbar. Eine Kooperation zwischen dem IAP und Arecibo-Observatorium befindet sich dazu momentan im Aufbau. Im Rahmen des CARLA<sup>34</sup>-Projektes werden hierbei gemeinsame Entwicklungen zur Untersuchung von Sahara-Staub über Puerto Rico durchgeführt. Weitere Kooperationen in unterschiedlichen Bereichen befinden sich in Vorbereitung, was das allgemeine Interesse am neuen Lidar-Konzept und dessen Vielseitigkeit zeigt.

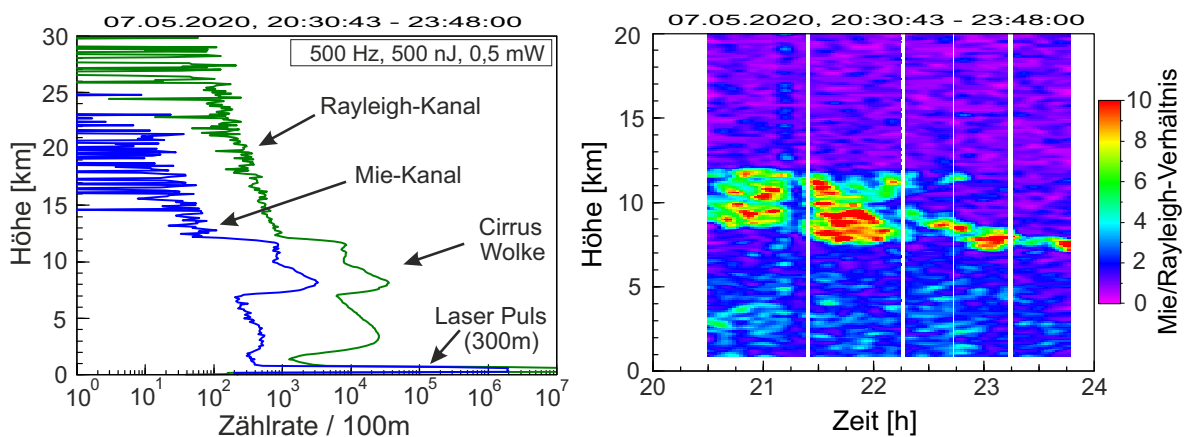


Abbildung 5.8: Erste Messungen mit dem Tapered-Amplifier in der Stratosphäre. Links: Höhenprofile des Mie- und Rayleigh-Kanals. Rechts: zeitlicher Verlauf der Aerosol-Rückstreuung, bestimmt mit dem Mie-Kanal.

<sup>34</sup>Culebra Aerosol Research Lidar

---

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Untersuchung der mittleren Atmosphäre (10 – 100 km) wurde in dieser Arbeit ein kompaktes Doppler-Lidar ( $\approx 1 \text{ m}^3$ ) mit Tageslichtfähigkeit entwickelt und anhand erster Atmosphärenmessungen bestätigt. Der Schwerpunkt der Arbeit lag dabei in der Entwicklung neuer spektraler Methoden, bei denen ganze Doppler-Spektren der in der Atmosphäre gestreuten Signale untersucht werden. Hierzu wurden ein neuartiger durchstimmbarer Alexandrit-Laser und verschiedene Filter verwendet. Deren spektrale Breiten sind im Vergleich zu herkömmlichen Rayleigh- und Resonanz-Lidars, die nur eine oder wenige feste Frequenzen verwenden, um bis zu mehreren Größenordnungen reduziert. Mit dem neuen Lidar konnten hierdurch mit hoher zeitlicher, räumlicher sowie spektraler Auflösung die Mie-Streuung (Aerosole), Rayleigh-Streuung (Luftmoleküle) und die Resonanzfluoreszenz an freien Kalium-Atomen durchgängig über den gesamten Höhenbereich der mittleren Atmosphäre untersucht werden. Anhand der Doppler-Verschiebung und -Verbreiterung sowie der Signalstärke sind dadurch sehr genaue Wind-, Temperatur- sowie Aerosolmessungen möglich. Der spektrale Ansatz erlaubt außerdem eine deutliche Reduzierung der Komplexität des Systems. Lediglich zwei Kanäle, ein breitbandiger Rayleigh- und ein schmalbandiger Mie-Kanal, wurden für die Atmosphärenmessungen verwendet. Die wesentlichen Neuerungen waren hierbei die geringen spektralen Breiten der Laser und Filter in Kombination mit dem Scannen der Laserfrequenz, was eine direkte, spektral hochaufgelöste Analyse der Spektren erlaubt. Anhand der unterschiedlichen Dopplerbreiten war hierdurch einerseits das Bestimmen der Streusignalanteile, auch bei gleichzeitiger Anwesenheit in einer Höhe, sehr genau möglich. Andererseits wurde hierdurch eine hohe Windsensitivität und Sichtbarkeit von Aerosolen sowie die Tageslichtfähigkeit erzielt. Dieser Ansatz erlaubt einen neuen Zugang zur Untersuchung der mittleren Atmosphäre, andere Konzepte bei der Laser- und Filter-Stabilisierung sowie eine deutliche Miniaturisierung des Lidars. Das System wurde als Netzwerklidar entwickelt und wird zukünftig im Rahmen von VAHCOLI (Vertical And Horizontal Coverage by Lidar) als Verbund mehrerer solcher Geräte, die Atmosphäre mehrdimensional untersuchen. Ziel der Arbeit war es daher, neben einer hohen Sensitivität und Effizienz der Atmosphärenmessungen auch eine Reduktion der Größe, Komplexität und des Wartungsaufwandes der Systeme sowie einen hohen Automatisierungsgrad bei den Messungen zu erreichen. Das neue transportable und kompakte Lidar erfüllt diese Anforderungen, was in dieser Arbeit vorgestellt und durch erste Atmosphärenmessungen bestätigt wurde.

### Hochaufgelöste Spektren der gestreuten Signale

Der spektrale Ansatz wurde zunächst vorgestellt und mit herkömmlichen Rayleigh-Lidars verglichen. Insbesondere wurde hier auf die spezielle Filteranordnung für den Rayleigh- und Mie-Kanal eingegangen und die spektralen Anforderungen anhand verschiedener Berechnungen dargestellt. Aufgrund der Schmalbandigkeit und des Scannens der Laserfrequenz hat der Mie-Kanal folgende Vorteile gegenüber dem Rayleigh-Kanal und herkömmlichen Rayleigh-Lidars:

- 200-mal höhere Sensitivität und damit sehr geringe Fehler (Stratosphäre:  $< 0,1 \text{ m/s}$ ) bei Windmessungen mit dem neuen Mie-Kanal anhand von Aerosolen
- 65-mal höhere Sichtbarkeit von Aerosolen aufgrund der geringen spektralen Breite des Mie-Kanals und des Lasers. Zugleich ist das Mie-Signal im Rayleigh-Kanal reduziert,

was bei der Berechnung der Rayleigh-Temperatur von Vorteil ist.

- Bis zu 4 Größenordnungen Blockung des Mie-Signals im Mie-Kanal durch Verschieben der Laserfrequenz. Der Rayleigh-Signalanteil bleibt dabei gleich und ermöglicht somit ein sehr genaues Bestimmen der Signal-Anteile in den beiden Kanälen.
- Die spektrale Analyse erlaubt hierbei eine direkte Korrektur der Mie-Signalanteile im Rayleigh-Kanal. Rayleigh-Temperaturen können hierdurch auch bei Anwesenheit von Aerosolen aus der Signalstärke berechnet werden.
- 200-mal geringerer Rayleigh-Anteil im Mie-Kanal ermöglicht die Berechnungen der Rayleigh-Temperatur auch in niedrigen Höhen mit sonst zu hoher Signalstärke.

Die Anforderungen des spektralen Ansatzes wurden untersucht, insbesondere wurde auf die spektralen Breiten der Laser und Filter sowie auf die Durchstimmbarkeit des Lasers unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Dopplerbreiten eingegangen. Bei zu großen spektralen Breiten ist die spektrale Analyse unzureichend und der zusätzliche Mie-Kanal wäre somit ohne Vorteile. Die Berechnungen bestätigten die Bedeutung und Notwendigkeit der Schmalbandigkeit und Durchstimmbarkeit des neuartigen Alexandrit-Lasers sowie der Filter.

### **Tageslichtfähigkeit**

Die Schmalbandigkeit der Filter ermöglichte außerdem eine deutliche Reduktion des solaren Untergrundes, wodurch ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis und die Tageslichtfähigkeit des Systems erzielt wurden. Die Wirkung verschiedener Filterkombinationen auf den solaren Untergrund wurde hierzu berechnet und verglichen. Für den Rayleigh-Kanal im System führt eine Kombination aus drei Interferenzfilter-Durchgängen und einem Etalon-Filter bereits zu einer ausreichenden Tageslichtfähigkeit bei gleichzeitig hoher Signal-Transmission. Im Mie-Kanal führt ein zusätzlicher schmalbandiger Etalon-Filter zu einer weiteren Reduzierung bis unterhalb der Dunkelzählrate der Detektoren. Im Mie-Kanal werden somit die Atmosphärenmessungen nicht mehr durch den solaren Untergrund limitiert oder beeinflusst.

### **Universelle Lidarplattform**

Die experimentelle Realisierung des Lidars wurde vorgestellt. Insbesondere wurde auf den am IAP entwickelten Aufbau des Lidars eingegangen, welcher speziell für polare Regionen ausgelegt ist. Der 3D-Druck der meisten Teile des Gehäuses und insbesondere des optischen Aufbaus erlaubten eine deutliche Miniaturisierung des transportablen Systems (1 m<sup>3</sup>, 250 kg, 500 W). Das neue spektrale Verfahren ermöglichte es, einen Großteil der ansonsten benötigten Hardware in Software zu realisieren. Im Vergleich zu anderen Lidars konnte hierdurch die Komplexität des optischen Aufbaus deutlich reduziert werden. Gegenüber dem Vorgänger-System entfällt somit bspw. der Einsatz aufwendiger optischer und mechanischer Subsysteme sowie elektronische Regelungen. Neben der Kompaktheit des Systems ermöglichte es außerdem eine weitestgehende Automatisierung des Messbetriebs.

### **Spektrale Mess- und Stabilisierungstechniken**

Verschiedene Techniken wurden hierzu entwickelt und vorgestellt. Gegenüber herkömmlichen Lidars mit fester Frequenz wird im System die Laserfrequenz um  $\pm 500$  MHz zyklisch variiert. Die Frequenzstabilisierung der Filter und Laser unterscheiden sich hierbei deutlich



---

zu herkömmlichen Systemen. Im System werden kontinuierlich etwa alle 100 ms eine Vielzahl an Spektren parallel ermittelt, wie z.B. Spektren einer dopplerfreien Spektroskopie (Kalium) als Wellenlängenreferenz, eines Glasfaserresonators sowie vom Alexandrit-Laser und verschiedenen Etalon-Filtern. Eine spezielle zeitliche Abfolge des Zugriffs der verschiedenen Signale auf die Nachweisbank wurde entwickelt. Die hierbei ermittelten umfangreichen spektralen Informationen der einzelnen Komponenten werden zu deren Stabilisierung sowie bei der Auswertung der Atmosphärenmessung verwendet. Die hohe Frequenzstabilität des Systems ermöglicht dabei genaue Atmosphärenmessungen auch unter schwierigen Umgebungsbedingungen.

### **Erste Atmosphärenmessungen**

Es wurden Tageslicht- und Nachtmessungen mit jeweils mehreren Stunden Messzeit durchgeführt. Mit dem neuen schmalbandigen Mie-Kanal wurden hierbei hochaufgelöste Doppler-Spektren ermittelt und damit die neuen Möglichkeiten der spektralen Analyse vorgestellt. Die genaue Windbestimmung an Aerosolen zeigte dabei eine sehr gute Übereinstimmung mit Referenzdaten und konnte somit bestätigt werden. Die Signalanteile der Mie- und Rayleigh-Streuung wurden bestimmt und eine neue Möglichkeit bei der Korrektur des Rayleigh-Kanals vorgestellt. Aufgrund der hohen Sichtbarkeit von Aerosolen konnten außerdem die räumlichen und zeitlichen kleinskaligen Änderungen der Aerosol-Schicht dargestellt werden. Zudem waren Messungen der Kalium-Schicht am Tage bereits ohne Tageslichtfilter möglich, was die Effizienz und Tageslichtfähigkeit des Systems zeigt. Die gemessenen Signalstärken der beiden Kanäle sind untereinander konsistent, aber zeigen Abweichungen im Vergleich zu den Berechnungen. Mögliche Ursachen wurden beschrieben und werden zukünftig behoben.

Die Atmosphärenmessungen bestätigten dennoch einerseits die Berechnungen und andererseits auch das allgemeine Konzept des Lidars. Die Kombination aus kleinem Sichtfeld und vergleichsweise kleiner Teleskopgröße sowie Pulsenergie ermöglichten dabei die Kompaktheit und Transportfähigkeit des Systems. Die Dauer und Kontinuität dieser ersten Messungen sowie der Vergleich mit Referenzmessungen bestätigten die Funktionsfähigkeit, Zuverlässigkeit und die hohe Sensitivität des Systems. Die Bedeutung und Vorteile des schmalbandigen Mie-Kanals, gerade in Bezug auf Aerosole, konnten hierdurch gezeigt werden. Zukünftig kann das System somit als einzelnes Lidar oder im Rahmen von VAHCOLI als Verbund mehrerer solcher Lidars eingesetzt werden. Erste Messungen wurden außerdem mit einem anderen Lasersystem durchgeführt, welche einen vereinfachten Zugang zu Aerosolmessungen in der Stratosphäre ermöglicht. Verschiedene zukünftige Entwicklungs- und Einsatzmöglichkeiten bestehen für das System und werden nachfolgend kurz vorgestellt.

## **Ausblick**

### **VAHCOLI**

Das IAP verfolgt mit VAHCOLI (Vertical And Horizontal Coverage by Lidar) ein neues Konzept zur mehrdimensionalen Untersuchung der mittleren Atmosphäre. Hierzu wird zukünftig ein Verbund aus mehreren verteilten kompakten Lidars mit mehreren Sichtfeldern aufgebaut. Die hohe zeitliche sowie vertikale und horizontale Auflösung über den gesamten Höhenbereich wird dabei eine detaillierte dreidimensionale Untersuchung von klein- bis großskaligen Prozessen erlauben. In Abbildung 5.8 ist das Konzept schematisch dargestellt und in [73] ausführlicher beschrieben. VAHCOLI wird hiermit einen neuartigen Zugang zur Atmosphäre und ein besseres Verständnis, insbesondere der dynamischen und thermischen Strukturen so-



wie der Kopplung der Schichten, ermöglichen. Mehrere Systeme befinden sich dazu momentan im Aufbau und werden in den nächsten Jahren in Skandinavien als Lidar-Netzwerk installiert.

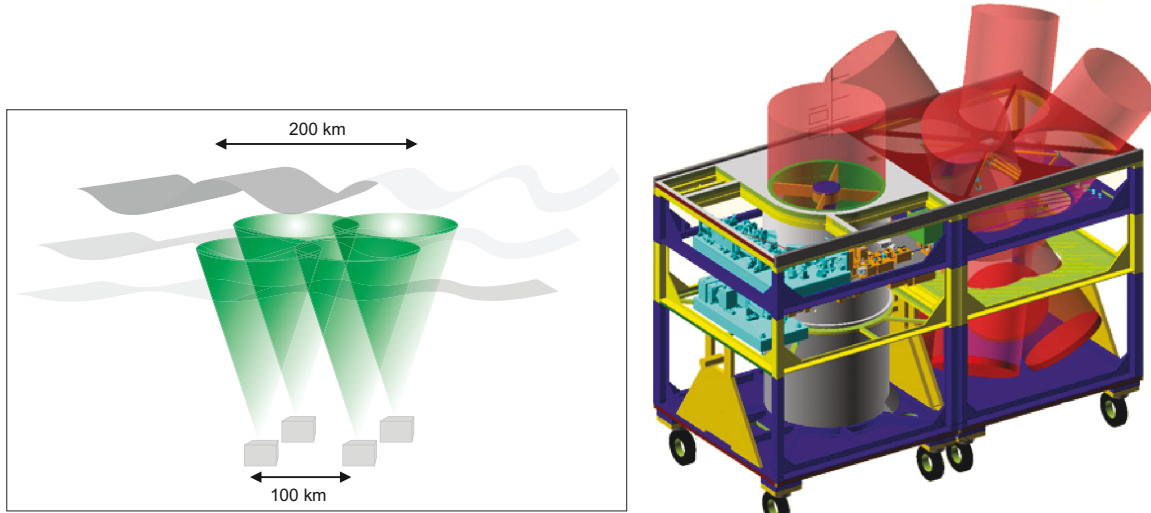


Abbildung 6.1: VAHCOLI (Vertical And Horizontal Coverage by Lidar). Links, neues Konzept zur Untersuchung von klein- bis großskaligen Prozessen der mittleren Atmosphäre mittels Verbund aus mehreren kompakten Lidars. Der Prototyp wurde in dieser Arbeit entwickelt und vorgestellt. Rechts, Weiterentwicklung des Lidars zu einem Mehrspiegler-System. Zusätzliche gekippte Teleskope und das schnelle Schalten zwischen ihnen werden die Untersuchung von vertikalen sowie horizontalen Komponenten erlauben.

### Wechsel der Wellenlänge zur Untersuchung der Eisenschicht im UV

Verschiedene Metalle (Na, Fe, K, Ca, Ni, ...) sind in der Mesosphäre vorhanden und werden mit Lidars untersucht [89]. In dieser Arbeit wird bspw. die Resonanzfluoreszenz von Kalium bei 770 nm direkt mit der fundamentalen Wellenlänge des neuartigen Alexandrit-Lasers angeregt. Der Laser wurde hierzu in langjähriger Kooperation zwischen dem IAP und ILT entwickelt und wird zukünftig in der Leistung weiter gesteigert sowie für unterschiedliche Einsatzmöglichkeiten modifiziert. Durch eine Frequenzverdopplung des Lasers ist bspw. die Resonanz von Eisen im UV bei 386 nm oder 372 nm mit hoher Effizienz ( $> 60\%$ , [67]) mit nur geringen Änderungen erreichbar. Die Komplexität ist hierbei gegenüber Nd:YAG-Lasern, welche hierzu eine aufwendigere zweistufige Frequenzverdreifung verwenden [59], reduziert. Der Wechsel von der Kalium- zu einer der Eisen-Wellenlängen hat verschiedene Vorteile, wie einen reduzierten solaren Untergrund (tiefere Fraunhofer-Linie) und einen um etwa 1,6-mal geringeren Fehler bei der Wind- und Temperaturbestimmung [56]. Außerdem sind im Jahresverlauf bei Eisen die Änderungen der Teilchendichten geringer, was ganzjährig gute Beobachtungsbedingungen erlaubt [56]. Zukünftig könnte daher ein Wechsel der Wellenlänge sinnvoll sein. Aufgrund der Durchstimmbarekeit des Alexandrit-Lasers ( $\approx 700 - 800$  nm) und mittels verschiedener Frequenzkonversionstechniken sind dabei auch andere Wellenlängenbereiche im UV oder IR zugänglich, was die Untersuchung verschiedener Metalle und anderer atmosphärischer Bestandteile ermöglicht.

### Weltraum-Anwendungen

Das Lasersystem sowie der gesamte optische Aufbau des neuen Lidars sind sehr kompakt,

---

robust und effizient konstruiert. Die speziellen Frequenzstabilisierungen der Laser und Filter erlauben den Einsatz des Lidars auch unter schwierigen Umgebungsbedingungen. Neben der bodengebundenen Version sind daher auch Varianten als flugzeug- oder satellitengetragenes Instrument denkbar. Bei der Entwicklung des Lasers am ILT wurden bereits spezielle weltraum-qualifizierte Komponenten verwendet sowie diverse Tests durchgeführt. Ein mehrstufiger Weltraum-Qualifizierung-Prozess (TRL<sup>35</sup>) des diodengepumpten Alexandrit-Lasers ist bereits weit vorangeschritten. Zukünftig kann daher voraussichtlich der Alexandrit-Laser, aber auch das allgemeine spektrale Messprinzip für die Erdbeobachtung per Satellit eingesetzt werden, was dann eine genaue globale Untersuchung der Atmosphäre anhand der Rayleigh- und Mie-Streuung sowie der Resonanz verschiedener Metalle erlaubt. Vorteile gegenüber anderen aktuellen satellitengetragenen Systemen wie ADM-AEOLUS<sup>36</sup> (Wind) oder MERLIN<sup>37</sup> (Methan) sind dabei die gleichzeitige Charakterisierung verschiedener Streusignale, die hohe Wind- und Temperatursensitivität sowie die Tageslichtfähigkeit, was genauere und vielfältigere Atmosphärenmessungen ermöglichen kann [56, 107].

### Andere Laserquellen

Neben dem Alexandrit-Laser wurde in dieser Arbeit ein Tapered Amplifier als alternatives Lasersystem insbesondere für Aerosolmessungen in der Stratosphäre vorgestellt. Der Laser erlaubt aufgrund der Schmalbandigkeit, Durchstimmbarkeit und Wellenlängendiversität sowie der flexiblen Ansteuerung einen einfacheren Zugang zu spektroskopischen Untersuchungen verschiedener atmosphärischer Spurengasen und Aerosole. Zukünftig kann ein paralleler Betrieb mit dem Alexandrit-Laser oder die Verwendung mehrerer Laser mit verschiedenen Wellenlängen eine genauere Untersuchung der Form, Größe und Zusammensetzung von Aerosolen ermöglichen. Das System kann als einzelnes oder als Lidar-Netzwerk für die Troposphäre/Stratosphäre verwendet werden. Momentan befindet sich eine Kooperation zwischen dem IAP und dem Arecibo-Observatorium im Rahmen des CARLA (Culebra Aerosol Research Lidar)-Projektes zur Untersuchung von Sahara-Staub über Puerto Rico im Aufbau.

### Weitere Anwendungsfelder

Interesse für das Laser- und Lidarsystem besteht außerdem von Seiten der Astronomie bei der Entwicklung von sogenannten **Laser Guided Stars** [11]. Diese künstlich erzeugten Referenzpunkte werden typischerweise durch Anregung der Natrium-Metallschicht in der Mesosphäre erzeugt, welche zur Korrektur der atmosphärischen Turbulenz bei Großteleskopen mittels adaptiver Optik dienen. Der Alexandrit-Laser könnte bisherige sehr komplexe Lasersysteme ersetzen. Des Weiteren ist auch die Anregung anderer sowie mehrerer Metallschichten denkbar, was die Korrektur der Teleskope verbessern könnte. Das kompakte Lidarsystem kann außerdem in der **Magnetometrie** einen neuen Zugang zu Magnetfeldmessungen anhand der Metallschichten in der Mesosphäre bieten, ähnlich wie in [60, 10] dargestellt. Ein anderer Bereich ist das **Weltraumwetter** zur Vorhersage und Untersuchung der Auswirkungen von Sonnenstürmen auf unsere Navigationssysteme und der Luftfahrt. Das Laser- und Lidarsystem könnte hierbei zur Entwicklung von Thermosphären-Lidars eingesetzt werden, z.B. durch Untersuchung von  $N^{2+}$  (391 nm [19]), He (1083 nm [13]) und  $Ca^+$  (393 nm [90]).

---

<sup>35</sup>engl.: technology readiness level

<sup>36</sup>engl.: atmospheric dynamics mission - Aeolus (Griechischer Gott der Winde)

<sup>37</sup>engl.: methane remote sensing lidar mission

Interesse für das Laser- sowie Lidarsystem besteht somit aus verschiedenen wissenschaftlichen Bereichen und der Industrie, was die Bedeutung und vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten des Systems zeigt. Verschiedene Kooperationen und Projekte mit anderen Instituten und Industriepartnern befinden sich dazu momentan im Aufbau.



## A Transmission eines Etalon-Filters

Ergänzend zum Abschnitt 2.3.3, wo die Transmission eines idealen Etalon-Filters vorgestellt wurde, wird nachfolgend auf weitere Aspekte, wie die Verluste im Etalon und die spektrale Form des Lasers, eingegangen.

### A.1 Etalon mit Verlusten

Die Finesse wird durch verschiedene Verluste im Resonator begrenzt. Die Verluste  $\delta$  werden bspw. durch die Reflexion ( $\delta_R$ ), Beugung ( $\delta_B$ ) und Absorption ( $\delta_A$ ) verursacht und ergeben sich zu [25]

$$\delta = \delta_R + \delta_B + \delta_A. \quad (1.1)$$

Die Verluste durch die Reflexion an den Spiegeln beträgt  $\delta_R = 1 - R$ , mit  $R$  der Spiegelreflektivität. Die Absorptionsverluste ergeben sich zu  $\delta_A = 1 - \exp(-L\alpha) \approx L\alpha$  mit  $\alpha$  dem Absorptionskoeffizient zwischen den Spiegeln sowie der Absorption und Streuung in den Spiegeln. Die Beugungsverluste werden durch die endliche Größe der Spiegel verursacht. Durch die begrenzte Spiegelgröße umgeht bei den Umläufen ein geringer Teil des Lichts die Spiegel und geht verloren. Die Finesse ergibt sich zu  $\mathcal{F} = \pi/\delta$  und ist typischerweise hauptsächlich durch die Reflexionsverluste gegeben [25].

Die maximale Transmission eines Etalons kann, unter Berücksichtigung der Verluste pro Umlauf, mit [50]

$$T_{max} = \frac{(1 - R)^2 V}{(1 - RV)^2} \quad (1.2)$$

sowie das minimale Signal in Reflexion mit

$$R_{min} = \frac{(1 - V)^2 R}{(1 - RV)^2} \quad (1.3)$$

und  $V = 1 - \delta$  beschrieben werden. In Abbildung A.1 ist die Etalon-Transmission in Abhängigkeit der Finesse für verschiedene Resonatorverluste dargestellt. Zum Vergleich sind Werte für zwei verwendete konfokale Etalon-Filter gezeigt. Bei einer hohen Finesse, also bei geringen Filterbreiten, kommt es aufgrund der hohen Anzahl an Umläufen zu einer geringen Transmission. Für die Verluste sind neben Oberflächenfehler, die Absorption in den Spiegelbeschichtungen und im Glas verantwortlich. Bspw. weisen optische Beschichtungen mittels Elektronstrahlverdampfer Verluste durch Absorption und Streuung von unter 0,1% auf [104, 16]. Wie in Abbildung A.1 dargestellt, führen die Verluste bei einer Finesse von 100 (1000) zu einer maximalen Transmission von etwa 94 (56%). Dagegen sind mit IBS-Beschichtungen (Ion Beam Sputtering) Absorptionswerte von unter 0,001% [100, 93] möglich, was bei einer Finesse von 1000 (100000) noch eine maximale Transmission von über 99% (57%) ergibt.

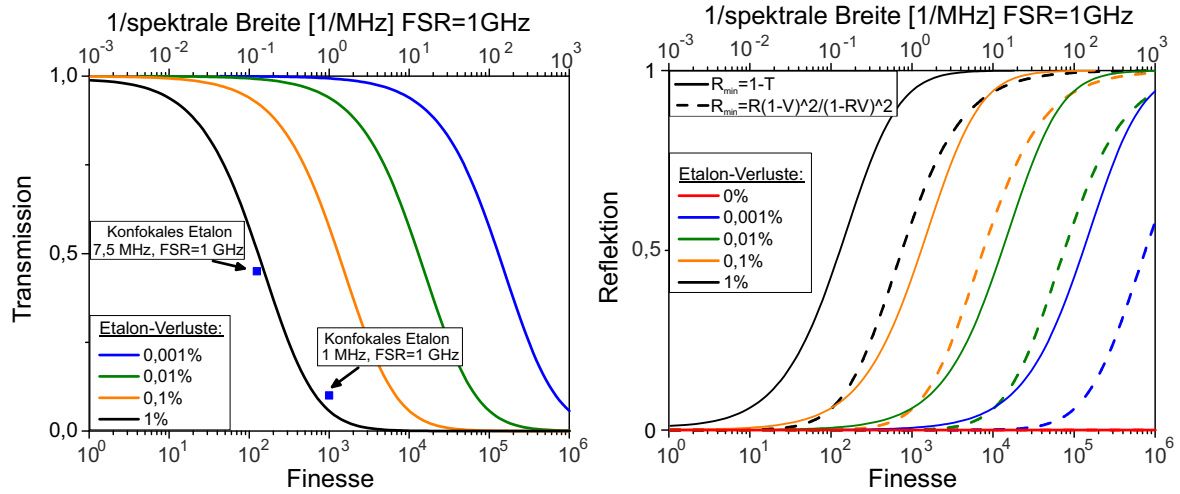


Abbildung A.1: Etalon-Transmission und Reflektion für verschiedene Verluste pro Resonator-Umlauf.

## A.2 Transmission für verschiedene Pulsformen

Ein wichtiger Aspekt bei der Transmission durch ein Etalon sind die spektrale Form, spektrale Reinheit und Schmalbandigkeit des Laserpulses. In Abbildung A.2 ist die Transmission in Abhängigkeit der spektralen Breite (links) bzw. der Höhenauflösung (rechts) für das in dieser Arbeit verwendete konfokale Etalon (7,5 MHz, FSR = 1 GHz) dargestellt. Die Transmission durch das Etalon unterscheidet sich für eine gauß-, rechteck- oder sinc-förmige spektrale Pulsform nur geringfügig. Dagegen ist bei einem lorentzförmigen Laserspektrum eine deutlich geringere Transmission aufgrund der breiteren Flanken zu beobachten. Bspw. unterscheidet sich bei einem gaußförmigen und lorentzförmigen Laserspektrum die Transmission bei einer 10-m-Höhenauflösung um etwa einen Faktor 1,6 und bei einer 1-m-Höhenauflösung um ein Faktor 4. Für eine möglichst hohe Transmission und Effizienz muss deshalb die spektrale Form des Lasers berücksichtigt werden. Die Verwendung schmalbandiger Filter erlaubt hierbei die Charakterisierung der spektralen Form anhand der Transmission. Hierdurch sind durch die Referenzmessungen weitere Aussagen über den Pulsbetrieb sowie eine Charakterisierung des Lasers während der Lidarmessungen möglich.

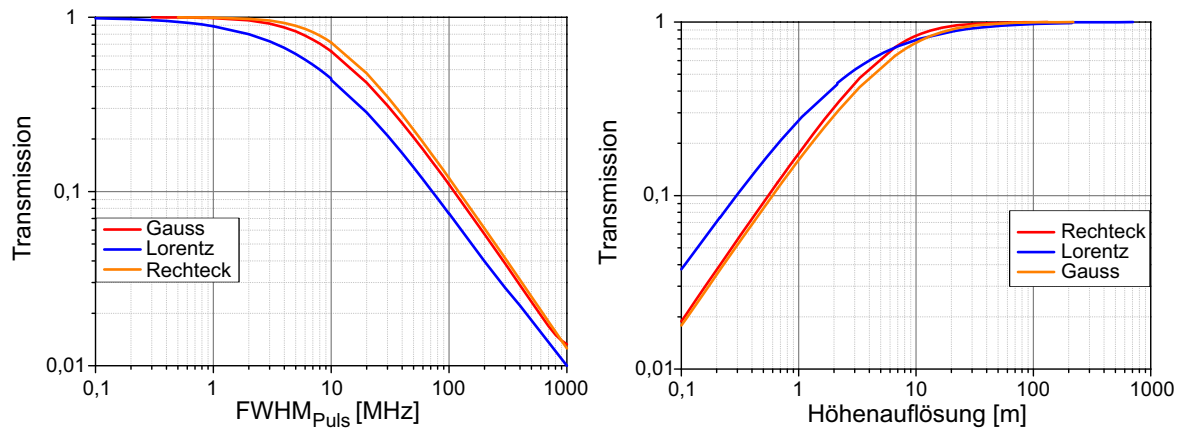


Abbildung A.2: Transmission eines Etalon-Filters für verschiedene Pulsformen.

## B Hyperfeinstruktur verschiedener Kalium-Isotope

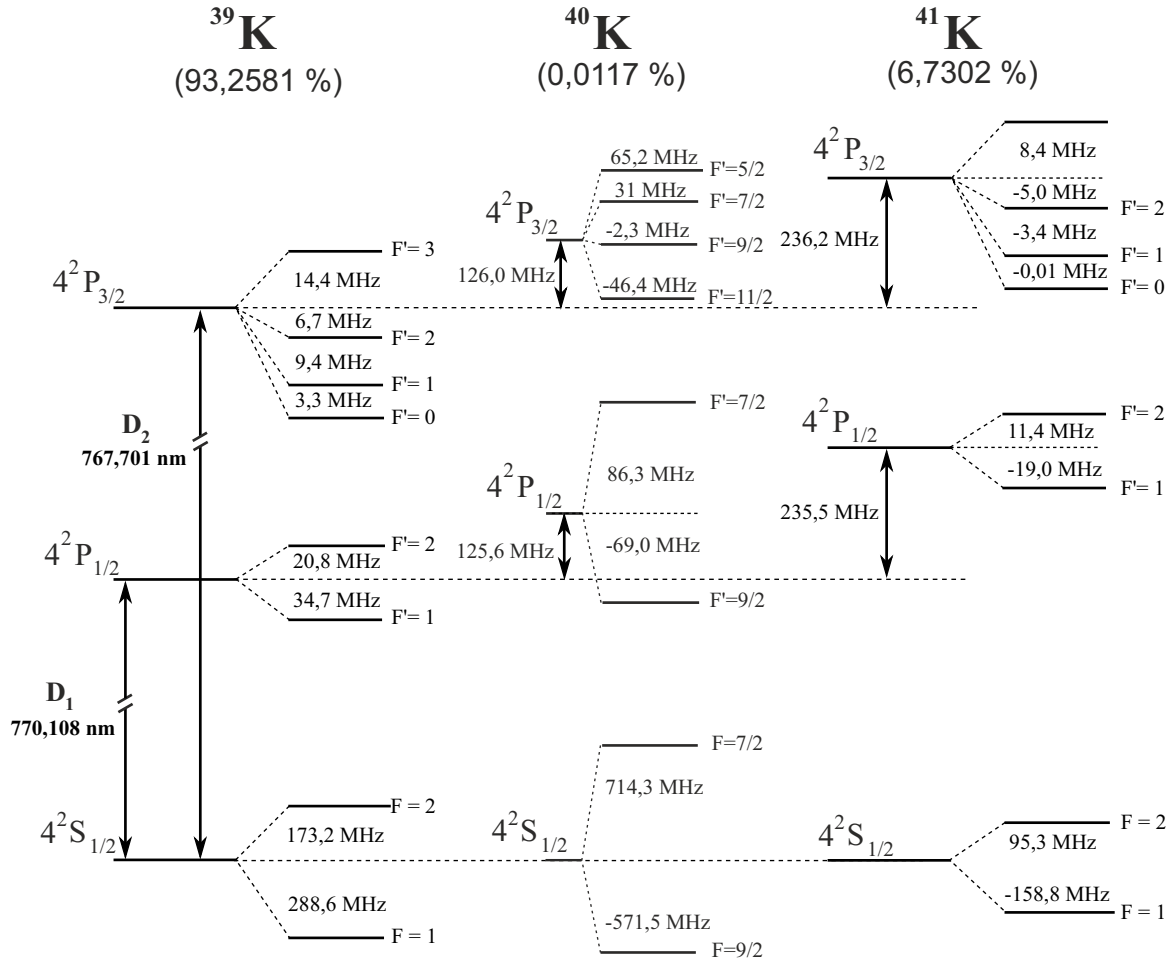


Abbildung B.1: Optische Überänge der D1- und D2-Linien der Kalium-Isotope:  $^{39}\text{K}$   $^{40}\text{K}$  und  $^{41}\text{K}$  (entnommen und angepasst aus [40, 110]).





## Literatur

- [1] Arimondo, E., M. Inguscio, and P. Violino (1977), Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms, *Reviews of Modern Physics*, 49, 31-75, doi:10.1103/RevModPhys.49.31.
- [2] Alpers, M., R. Eixmann, C. Fricke-Begemann, M. Gerding, and J. Höffner (2004), Temperature lidar measurements from 1 to 105 km altitude using resonance, Rayleigh, and Rotational Raman scattering, *Atmos. Chem. Phys.*, 4, 793–800, doi:10.5194/acp-4-793-2004.
- [3] Baumgarten, G., J. Fiedler, F.-J. Lübken, and G. von Cossart (2008), Particle properties and water content of noctilucent clouds and their interannual variation, *J. Geophys. Res.*, 113, D06203, doi:10.1029/2007JD008884.
- [4] Baumgarten, G. (2010), Doppler Rayleigh/Mie/Raman lidar for wind and temperature measurements in the middle atmosphere up to 80 km, *Atmos. Meas. Tech.*, 3, 1509–1518, doi:10.5194/amt-3-1509-2010.
- [5] Behrendt, A., V. Wulfmeyer, A. Riede, G. Wagner, S. Pal, H. Bauer, M. Radlach, and F. Späth (2009), Three-dimensional observations of atmospheric humidity with a scanning differential absorption Lidar, *Proc. SPIE 7475, Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere XIV*, 74750L, doi:10.1117/12.835143.
- [6] Benedetti-Michelangeli, G., F. Congeduti, and G. Fiocco (1972), Measurement of Aerosol Motion and Wind Velocity in the Lower Troposphere by Doppler Optical Radar, *Journal of the atmospheric sciences*, Volume 29, doi:10.1175/1520-0469(1972)029<0906:MOAMAW>2.0.CO;2.
- [7] Black, E. D. (2001), An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization, *American Journal of Physics* 69, 79-87, doi:10.1119/1.1286663.
- [8] Bohren, C. F. and D. R. Huffman (1998), *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Wiley, doi:10.1002/9783527618156.
- [9] Bucholtz, A. (1995), Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere, *Appl. Opt.*, 34, 2765-2773, doi:10.1364/AO.34.002765.
- [10] Bustos, F. P., D. B. Calia, D. Budker, D. Budker, M. Centrone, J. Hellemeier, P. Hickson, R. Holzlohner, and S. Rochester (2018), Remote sensing of geomagnetic fields and atomic collisions in the mesosphere. *Nat. Commun.*, 9, 3981, doi:10.1038/s41467-018-06396-7.
- [11] Calia, D. B. , W. Hackenberg, R. Holzlohner, S. Lewis, and T. Pfrommer (2014), The Four-Laser Guide Star Facility: Design considerations and system implementation, *Advanced Optical Technologies*, 3, 345-361. doi:10.1515/aot-2014-0025.
- [12] Canat, G., S. Jetschke, S. Unger, L. Lombard, P. Bourdon, J. Kirchhof, V. Jolivet, A. Dolfi, and O. Vasseur (2008), Multifilament-core fibers for high energy pulse amplification at 1.5  $\mu\text{m}$  with excellent beam quality, *Opt. Lett.*, 33, 2701-2703, doi:10.1364/OL.33.002701.

- 
- [13] Carlson, C. G., P. D. Dragic, B. W. Graf, R. K. Price, J. J. Coleman, G. R. Swenson (2008), High power Yb-doped fiber laser-based LIDAR for space weather, *Proc. SPIE 6873, Fiber Lasers V: Technology, Systems, and Applications*, 68730K, doi:10.1117/12.764982.
  - [14] Chance, K. and R.L.Kurucz (2010), An improved high-resolution solar reference spectrum for Earth's atmosphere measurements in the ultraviolet, visible, and near infrared, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 111, 1289-1295. doi:10.1016/j.jqsrt.2010.01.036.
  - [15] Chanin M. L., A. Garnier, A. Hauchecorne, and J. Porteneuve (1989), A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 16(11), 1273-1276, doi:10.1029/GL016i011p01273.
  - [16] Cho, H.-J., M.-J. Shin, and J.-C. Lee (2006), Effects of substrate and deposition method onto the mirrors scattering, *Applied optics*, 45, 1440-6, doi:10.1364/AO.45.001440.
  - [17] Chu, X., Z. Yu, C. S. Gardner, C. Chen, and W. Fong (2011), Lidar observations of neutral Fe layers and fast gravity waves in the thermosphere (110-155 km) at McMurdo (77.8°S, 166.7°E), Antarctica, *Geophys. Res. Lett.*, L23807, doi:10.1029/2011GL050016.
  - [18] Coakley, A. (2003), Reflectance and albedo, surface, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, Academic Press, 1914-1923, doi:10.1016/B0-12-227090-8/00069-5.
  - [19] Collins, R. L., D. Lummerzheim, and R. W. Smith (1997), Analysis of lidar systems for profiling aurorally excited molecular species, *Appl. Opt.*, 36, 6024-6034, doi:10.1364/AO.36.006024.
  - [20] Dabas, A., M.L. Denneulin, P. Flamant, C. Loth, A. Garnier, and A. Dolfi-Bouteyre (2008), Correcting winds measured with a Rayleigh Doppler lidar from pressure and temperature effects. *Tellus A*, 60, 206-215, doi:10.1111/j.1600-0870.2007.00284.x.
  - [21] Demtröder, W. (2013), *Laserspektroskopie 2: Experimentelle Techniken (6.Aufl.)*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, doi:10.1007/978-3-642-21447-9.
  - [22] Deshler, T. (2008), A review of global stratospheric aerosol: Measurements, importance, life cycle, and local stratospheric aerosol. *Atmospheric Research*, 90, 223-232, doi:10.1016/j.atmosres.2008.03.016.
  - [23] Diels, J.-C. and W. Rudolph (2006), *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale (Second Edition)*, Academic Press doi:10.1016/B978-0-12-215493-5.X5000-9.
  - [24] Drever, R.W.P., J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward (1983), Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator, *Appl. Phys. B*, 31, 97-105, doi:10.1007/BF00702605.
  - [25] Eichler, H. J., J. Eichler, and O. Lux (2018), *Lasers - Basics, Advances and Applications*, Springer Series in Optical Sciences, 220, Springer International Publishing, doi:10.1007/978-3-319-99895-4.

- [26] Eixmann, R., M. Gerding, J. Höffner, and M. Kopp (2015), Lidars with narrow FOV for spectral and daylight measurements, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 53, 4548–4553, doi:10.1109/TGRS.2015.2401333.
- [27] Falke, S. , H. Schnatz, G. Grosche, E. Tiemann, and Ch. Lisdat (2006), The transition frequencies of the D lines of 39K, 40K, and 41K measured with a femtosecond laser frequency comb, *Physical Review A*, 74, doi:10.1109/CLEO.2006.4628654.
- [28] Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, and M. Corney (1990), Zonal mean temperature, pressure, zonal wind, and geopotential height as functions of latitude, *Adv. Space Res.*, 10, 11-59. doi:10.1016/0273-1177(90)90386-E.
- [29] Fiedler, J., G. Baumgarten, and F.-J. Lübken (2009), NLC observations during one solar cycle above ALOMAR, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 424–433, doi:10.1016/j.jastp.2008.11.010.
- [30] Fortier, T. and E. Baumann (2019), 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications, *Commun Phys*, 2, 153, doi:10.1038/s42005-019-0249-y.
- [31] Fricke, K. and U. von Zahn (1985), Mesopause temperatures derived from probing the hyperfine structure of the D2 resonance line of sodium by lidar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 47, 499–512, doi:10.1016/0021-9169(85)90116-3.
- [32] Fricke-Begemann, C., M. Alpers, and J. Höffner (2002), Daylight rejection with a new receiver for potassium resonance temperature lidars, *Opt. Lett.*, 27, 1932-1934, doi:10.1364/OL.27.001932.
- [33] Fricke-Begemann, C. (2004), Lidar investigations of the mesopause region: temperature structure and variability, Dissertation, Universität Rostock.
- [34] Gardner, C. S., J. M. C. Plane, W. Pan, T. Vondra, B. J. Murray, and X. Chu, X.(2005), Seasonal variations of the Na and Fe layers at the South Pole and their implications for the chemistry and general circulation of the polar mesosphere, *J. Geophys. Res.*, 110, D10302, doi:10.1029/2004JD005670.
- [35] Gerding, M., M. Alpers, U. von Zahn, R. J. Rollason, and J. M. C. Plane (2000), Atmospheric Ca and Ca+ layers: Mid-latitude observation and modelling, *J. Geophys. Res.*, 105, 27 131–27 146, doi:10.1029/2000JA900088.
- [36] Gerding, M., M. Kopp, J. Höffner, K. Baumgarten, F.-J. Luebken (2016), Mesospheric temperature soundings with the new, daylight-capable IAP RMR lidar, *Atmos. Meas. Tech.*, 9, 3707–3715, doi:10.5194/amt-9-3707-2016.
- [37] Gurdev, L., T. Dreischuh, and D. Stoyanov (1993), Deconvolution techniques for improving the resolution of long-pulse lidars, *J. Opt. Soc. Am. A*, 10. 2296-2306, doi:10.1364/JOSAA.10.002296.
- [38] Hair, J., L. Caldwell, D. Krueger, and C. She, (2001). High-spectral-resolution lidar with iodine-vapor filters: measurement of atmospheric-state and aerosol profiles, *Appl Opt.*, 40(30):5280-94, doi: 10.1364/ao.40.005280.

- 
- [39] Han, Y., X. Dou, D. Sun, H. Xia, and Z. Shu (2013), Analysis on wind retrieval methods for Rayleigh Doppler lidar, *Optical Engineering*, 53(6), 061607, doi:10.1117/1.OE.53.6.061607.
  - [40] Hanley, R., P. Gregory, I. Hughes, S. Cornish (2015), Absolute absorption on the potassium D lines: Theory and experiment, *Journal of Physics B Atomic Molecular and Optical Physics*, 48, 195004, doi:10.1088/0953-4075/48/19/195004.
  - [41] Harrell, S. D., C.-Y. She, T. Yuan, D. A. Krueger, H. Chen, S. S. Chen, and Z. L. Hu (2009), Sodium and potassium vapor Faraday filters revisited: theory and applications, *J. Opt. Soc. Am. B*, 26, 659-670, doi:10.1364/JOSAB.26.000659.
  - [42] Harris, M., C. Adams, S. Cornish, I. McLeod, E. Tarleton, and I. Hughes (2005), Polarization spectroscopy in rubidium and cesium. *Physical Review A*, 73, doi:10.1103/PhysRevA.73.062509.
  - [43] Hassebo, Y., B. Gross, M. Oo, F. Moshary, and S. Ahmed (2006), Polarization-discrimination technique to maximize the lidar signal-to-noise ratio for daylight operations, *Appl. Opt.*, 45, 5521-5531, doi:10.1364/AO.45.005521.
  - [44] Hauchecorne, A. and Chanin, M.-L. (1980), Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 70 km, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 565-568, doi:10.1029/GL007i008p00565.
  - [45] Hergert, W. and T. Wriedt (2012), *The Mie Theory Basics and Applications*, doi: 10.1007/978-3-642-28738-1.
  - [46] Hernandez, T. D. G. (1986), *Fabry-Perot Interferometers: Cambridge Studies in Modern Optics 3*, Cambridge University Press, S.124, doi:10.1017/S0263034600001919.
  - [47] Higgins, C. , D. Pizzey, R. Mathew, I. Hughes (2020), Atomic line versus lens cavity filters: a comparison of their merits, *OSA Continuum*, 3, 961-970, doi:10.1364/OSAC.390604.
  - [48] Hildebrand, J. (2014), Wind and temperature measurements by Doppler Lidar in the Arctic middle atmosphere, Dissertation, Universität Rostock.
  - [49] Hocker, G. B. (1979), Fiber-optic sensing of pressure and temperature, *Appl. Opt.*, 18, 1445-1448, doi:10.1364/AO.18.001445.
  - [50] Hodgson, N. and H. Weber (2005), *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals, Advanced Concepts, Applications*, Springer Verlag, Volume 108, doi:10.1007/b106789.
  - [51] Hoffman D. S., K. S. Repasky, J. A. Reagan, and J. L. Carlsten (2012), Development of a high spectral resolution lidar based on confocal Fabry-Perot spectral filters, *Appl. Opt.*, 51, 6233-6244, doi:10.1364/AO.51.006233.
  - [52] Höffner, J. and F.-J. Lübken (2007), Potassium lidar temperatures and densities in the mesopause region at Spitsbergen (78°N), *J. Geophys. Res.*, 112, D20114, doi:10.1029/2007JD008612.

- [53] Höffner, J. and J. Lautenbach (2009), Daylight measurements of mesopause temperature and vertical wind with the mobile scanning iron Lidar, *Opt. Lett.*, 34, 1351–1353, doi:10.1364/OL.34.001351.
- [54] Höffner, J. (2015), Method and device for determining and calculating a scattered radiation spectrum and method for compressing data, Patent, DE 10 2012 221 862.9 (DE 10 2012 221 862 A1), PCT/EP2013/074781 (WO 2014/083014 A2), EP 13805791.4 (EP 2 926 163 A0), US 14/648,010 (US 2015/0323386 A1).
- [55] Höffner, J., R. Eixmann, A. Mauer, und J. Froh (2020), Optisches System sowie Verfahren zur Herstellung eines optischen Systems, Patent, DE102019100226 (A1), PCT/EP2020/050217, WO 2020/144186 A1.
- [56] Höffner, J., J. Froh, T. Mense, A. Mauer, M. Strotkamp, A. Munk, and B. Jungbluth, H.-D. Hoffmann (eingereicht 2021), Ground-based general purpose Doppler-lidar: A technology for Doppler-aerosol measurements and beyond, ICSO 2020, *Proc. SPIE*.
- [57] Hua, D., M. Uchida, and T. Kobayashi (2005), Ultraviolet Rayleigh-Mie lidar with Mie-scattering correction by Fabry-Perot etalons for temperature profiling of the troposphere, *Applied optics*, 44, 1305-14, doi:10.1364/AO.44.001305, doi:10.1364/AO.44.001305.
- [58] Junge, C. E. and J. E. Manson (1961), Stratospheric aerosol studies, *J. Geophys. Res.*, 66, 2163–2182, doi:10.1029/JZ066i007p02163.
- [59] Kaifler, B., C. Büdenbender, P. Mahnke, M. Damm, D. Sauder, N. Kaifler, and M. Rapp (2017), Demonstration of an iron fluorescence lidar operating at 372 nm wavelength using a newly-developed Nd:YAG laser, *Optics Letters*, 42, 2858, doi:10.1364/OL.42.002858.
- [60] Kane, T. J., P. D. Hillman, C. A. Denman, M. Hart, R. P. Scott, M. E. Purucker, and S. J. Potashnik (2018), Laser remote magnetometry using mesospheric sodium, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123, 6171–6188, doi:10.1029/2018JA025178.
- [61] Keckhut P, Chanin ML, Hauchecorne A. (1990), Stratosphere temperature measurement using Raman lidar, *Appl. Opt.*, 1, 29(34):5182-6, doi: 10.1364/AO.29.005182.
- [62] Koller, S. B., J. Grotti, S. Vogt, A. Al Masoudi, S. Dörscher, S. Häfner, U. Sterr, and C. Lisdat (2017), Transportable optical lattice clock with  $7 \cdot 10^{-17}$  uncertainty, *Phys. Rev. Lett.*, 118, 073601, doi:10.1103/PhysRevLett.118.073601.
- [63] Korb, C. L., B. M. Gentry, and C. Y. Weng (1992), Edge technique: theory and application to the lidar measurement of atmospheric wind, *Appl. Opt.*, 31, 4202-4213, doi:10.1364/AO.31.004202.
- [64] Korb, C. L., B. M. Gentry, S. X. Li, and C. Flesia (1998), Theory of the double-edge technique for Doppler lidar wind measurement, *Appl. Opt.*, 37, 3097-3104, doi: 10.1364/AO.37.003097.
- [65] Kremser, S., et al. (2016), Stratospheric aerosol—Observations, processes, and impact on climate, *Rev. Geophys.*, 54, 278–335, doi:10.1002/2015RG000511.

- 
- [66] Langenbach, A., Baumgarten, G., Fiedler, J., Lübken, F.-J., von Savigny, C., and J. Zalach (2019 ), Year-round stratospheric aerosol backscatter ratios calculated from lidar measurements above northern Norway, *Atmos. Meas. Tech.*, 12, 4065–4076, doi:10.5194/amt-12-4065-2019.
  - [67] Lautenbach, J. and J. Höffner (2004), Scanning Iron Temperature Lidar for Mesopause Temperature Observation, *Applied Optics*, 43, 4559–63, doi:10.1364/AO.43.004559.
  - [68] Lautenbach, J. (2007), Experimentelle Untersuchungen mit einem Lidar zur thermischen Struktur der Mesopausen-Region bei polaren und mittleren Breiten, Dissertation, Universität Rostock.
  - [69] Leonard, D. (1967), Observation of Raman Scattering from the Atmosphere using a Pulsed Nitrogen Ultraviolet Laser, *Nature*, 216, 142–143, doi:10.1038/216142a0.
  - [70] Leviton, D. B. and B. J. Frey (2006), Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica, *Proc. SPIE 6273, Optomechanical Technologies for Astronomy*, 62732K, doi:10.1117/12.672853.
  - [71] Lombard, L., A. Dolfi-Bouteyre, C. Besson, B. Augère, P. Bourdon, A. Durécu, D. Goular, J. Le Gouët, C. Planchat, W. Renard, M. Valla, and G. Canat (2015), Long range wind lidars based on novel high spectral brilliance all-fibered sources, *Proc. SPIE 9645, Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing XI*, 96450B, doi:10.1117/12.2197350.
  - [72] Lübken, F.-J., J. Höffner, T. P. Viehl, B. Kaifler, and R. J. Morris (2011), First measurements of thermal tides in the summer mesopause region at Antarctic latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, 38, doi:10.1029/2011GL050045.
  - [73] Lübken, F.-J. and J. Höffner (2021), VAHCOLI, a new concept for lidars: technical setup, science applications, and first measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, 14, 3815–3836, doi:10.5194/amt-14-3815-2021.
  - [74] Marksteiner, U., C. Lemmerz, O. Lux, S. Rahm, A. Schäfler, B. Witschas, and O. Reitebuch (2018), Calibrations and Wind Observations of an Airborne Direct-Detection Wind LiDAR Supporting ESA’s Aeolus Mission, *Remote Sens.*, 10, 12: 2056. doi:10.3390/rs10122056
  - [75] Massoli, P., M. Maturilli, and R. Neuber (2006), Climatology of Arctic polar stratospheric clouds as measured by lidar in Ny-Ålesund, Spitsbergen (79°N, 12°E), *J. Geophys. Res.*, 111, D09206, doi:10.1029/2005JD005840.
  - [76] Matei, D. G., T. Legero, S. Häfner, C. Grebing, R. Weyrich, W. Zhang, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, J. Ye, F. Riehle, and U. Sterr (2017), 1.5  $\mu\text{m}$  lasers with sub-10-mHz linewidth. *Physical Review Letters*, 118, 2632202, doi:10.1103/PhysRevLett.118.263202.
  - [77] McCormick, M. P., J. D. Lawrence, and F. R. Crownfield (1968), Mie Total and Differential Backscattering Cross Sections at Laser Wavelengths for Junge Aerosol Models, *Appl. Opt.*, 7, 2424–2425, doi:10.1364/AO.7.002424.
  - [78] Mie, G. (1908), Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Ann. der Physik*, 25:377, doi: 10.1002/andp.19083300302.

- [79] Mudarikwa, L., K. Pahwa, and J. Goldwin (2011), Sub-Doppler modulation spectroscopy of potassium for laser stabilization, *Journal of Physics B-atomic Molecular and Optical Physics*, 45, doi:10.1088/0953-4075/45/6/065002.
- [80] Munk, A., M. Strotkamp, M. Walochnik, B. Jungbluth, M. Traub, H.-D. Hoffmann, R. Poprawe, J. Höffner, and F.-J. Lübken (2018), Diode-pumped Q-switched Alexandrite laser in single longitudinal mode operation with Watt-level output power, *Opt. Lett.*, 43, 5492-5495, doi:10.1364/OL.43.005492.
- [81] Munk, A., B. Jungbluth, M. Strotkamp, H.-D. Hoffmann, R. Poprawe, J. Höffner, and F.-J. Lübken (2018), Diode-pumped Alexandrite ring laser in single-longitudinal mode operation for atmospheric lidar measurements, *Opt. Express*, 26, 14928-14935, doi:10.1364/OE.26.014928.
- [82] Munk, A., B. Jungbluth, M. Strotkamp, H.-D. Hoffmann, R. Poprawe, and J. Höffner (2019), Alexandrite laser in Q-switched single longitudinal mode operation pumped by a fiber-coupled diode module, *Proc. SPIE 10896, Solid State Lasers XXVIII: Technology and Devices*, 1089610, doi:10.1117/12.2508402.
- [83] Munk, A., M. Strotkamp, M. Jungbluth, J. Froh, T. Mense, A. Mauer, and J. Höffner (2021), Rugged diode-pumped Alexandrite laser as an emitter in a compact mobile lidar system for atmospheric measurements, *Appl. Opt.*, doi:10.1364/AO.422634.
- [84] Murphy, M. T., Th. Udem, R. Holzwarth, A. Sizmann, L. Pasquini, C. Araujo-Hauck, H. Dekker, S. D’Odorico, M. Fischer, T. W. Hänsch, and A. Manescau (2007), High-precision wavelength calibration of astronomical spectrographs with laser frequency combs, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380, 2, 839–847, doi:10.1111/j.1365-2966.2007.12147.x.
- [85] Nicklaus, K., V. Morasch, M. Hoefer, J. Luttmann, M. Vierkötter, M. Ostermeyer, J. Höffner, Christian Lemmerz, and D. Hoffmann (2007), Frequency stabilization of Q-switched Nd:YAG oscillators for airborne and spaceborne lidar systems, *Proc. SPIE 6451, Solid State Lasers XVI: Technology and Devices*, 64511L, doi:10.1117/12.701187.
- [86] Pahwa, K., L. Mudarikwa, J. Goldwin (2012), Polarization spectroscopy and magnetically-induced dichroism of the potassium D2 lines, *Opt. Express*, 20, 17456-17466, doi:10.1364/OE.20.017456.
- [87] Pearman, C., C. Adams, S.G. Cox, P. Griffin, D. Smith, and I. Hughes (2002), Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: Applications to laser frequency locking. *Journal of Physics B Atomic Molecular and Optical Physics*, 35, doi:10.1088/0953-4075/35/24/315.
- [88] Penney, C. M., R. L. St. Peters, and M. Lapp (1974), Absolute rotational Raman cross sections for N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, and CO<sub>2</sub>, *J. Opt. Soc. Am.*, 64, 712-716, doi:10.1364/JOSA.64.000712.
- [89] Plane, J. M. C., Wuhu Feng, and E. C. M. Dawkins (2015), The Mesosphere and Metals: Chemistry and Changes, *Chemical Reviews*, 115 (10), 4497-4541, doi: 10.1021/cr500501m.

- 
- [90] Raizada, S., J. A. Smith, J. Lautenbach, N. Aponte, P. Perillat, M. Sulzer, and J. Mathews (2020), New Lidar Observations of Ca + in the Mesosphere and Lower Thermosphere Over Arecibo, *Geophysical Research Letters*, 47, doi:10.1029/2020GL087113.
  - [91] Raman, C. and K. Krishnan (1928), A New Type of Secondary Radiation. *Nature*, 121, 501–502, doi:10.1038/121501c0.
  - [92] Raouafi, N. and A. Vourlidas (2021), *Space Physics and Aeronomy, Solar Physics and Solar Wind*, Wiley-VCH.
  - [93] Rempe, G., R. J. Thompson, H. J. Kimble, and R. Lalezari (1992), Measurement of ultra-low losses in an optical interferometer, *Opt. Lett.*, 17, 363–365, doi:10.1364/OL.17.000363.
  - [94] Rengaswamy, S., B. Ravindra, and K. Prabhu (2019), Measurement of Astronomical Seeing Using Long Exposure Solar Images. *Sol Phys*, 294, 5, doi:10.1007/s11207-019-1393-y.
  - [95] Riehle, F. (2015), Towards a redefinition of the second based on optical atomic clocks, *Comptes Rendus Physique*, 16, 5, 506–515, doi:10.1016/j.crhy.2015.03.012.
  - [96] Rosenband, T., D. Hume, P. Schmidt, C. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. Oskay, R. Drullinger, T. Fortier, J. Stalnaker, S. Diddams, W. Swann, N. Newbury, W. Itano, D. Wineland, and J. Bergquist (2008), Frequency Ratio of Al<sup>+</sup> and Hg<sup>+</sup> Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place, *Science* (New York, N.Y.), 319, 1808–12, doi:10.1126/science.1154622.
  - [97] Saleh, B. and M. Teich (2008), *Grundlagen der Photonik (Fundamentals of Photonics)*, Wiley-VCH.
  - [98] Sassen, K. (1991). The Polarization Lidar Technique for Cloud Research: A Review and Current Assessment, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 72(12), 1848–1866, doi:10.1175/1520-0477(1991)072<1848:TPLTFC>2.0.CO;2.
  - [99] Sassen, K. (2003), Polarization in lidar: a review, *Proc. SPIE 5158, Polarization Science and Remote Sensing*, doi:10.1117/12.507006.
  - [100] Scheuer, V., M. Tilsch, T. T. Tschudi (1994), Reduction of absorption losses in ion beam sputter deposition of optical coatings for the visible and near infrared, *Proc. SPIE 2253, Optical Interference Coatings*, doi:10.1117/12.192118.
  - [101] Shapiro, A., N. Krivova, R. Tagirov, W. Schmutz (2015), The role of the Fraunhofer lines in solar brightness variability, *Astronomy & Astrophysics*, 581, doi:10.1051/0004-6361/201526483.
  - [102] She, C.-Y., J. Yue, Z.-A. Yan, J. Hair, J.-J. Guo, S.-H. Wu, and Z.-S. Liu (2007), Direct-detection Doppler wind measurements with a Cabannes–Mie lidar: A Comparison between iodine vapor filter and Fabry–Perot interferometer methods, *Applied Optics*, 46, 4434–43, doi:10.1364/AO.46.004434.
  - [103] Shimizu, H., S. A. Lee, and C. Y. She (1983), High spectral resolution lidar system with atomic blocking filters for measuring atmospheric parameters, *Appl. Opt.*, 22, 1373–1381, doi:10.1364/AO.22.001373.



- [104] Sidqi, N., C. Clark, and G. S. Buller (2019), High reflectance mirrors for micro-cavity applications, *Proc. SPIE 11101, Material Technologies and Applications to Optics, Structures, Components, and Sub-Systems IV*, 111010B, doi:10.1117/12.2534672.
- [105] Smeets, B., R. Bosch, P. van der Straten, E. Sligte, R. E. Scholten, H. Beijerinck, and K. A. H. Leeuwen (2003), Laser frequency stabilization using an Fe-Ar hollow cathode discharge cell, *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, 76, 815-819, doi:10.1007/s00340-003-1228-1.
- [106] Stephen, M., M. Fahey, and I. Miller (2017), Solid, 3-mirror Fabry–Perot etalon, *Appl. Opt.*, 56, 2636-2640, doi:10.1364/AO.56.002636.
- [107] Strotkamp, M., A. Munk, B. Jungbluth, H.-D. Hoffmann, and J. Höffner (2019), Diode-pumped Alexandrite laser for next generation satellite-based earth observation lidar. *CEAS Space J*, 11, 413–422, doi:10.1007/s12567-019-00253-z.
- [108] Sun, D., C. Zhou, L. Zhou, J. Wang, and M. Zhan (2016), Modulation transfer spectroscopy in a lithium atomic vapor cell, *Opt. Express*, 24, 10649-10662, doi:10.1364/OE.24.010649.
- [109] Thomason, L. W., L. R. Poole, and T. Deshler (1997), A global climatology of stratospheric aerosol surface area density deduced from stratospheric aerosol and gas experiment II measurements: 1984-1994, *J. Geophys. Res.: Atmos.*, 102 (D7), 8967-8976, doi:10.1029/96JD02962.
- [110] Tiecke, T. G. (2009), Feshbach resonances in ultracold mixtures of the fermionic quantum gases 6Li and 40K, Dissertation, University of Amsterdam.
- [111] Torres Company, Victor, Weiner, Andrew. (2014). Optical frequency comb technology for ultra-broadband radio-frequency photonics. *Laser & Photonics Reviews*, 8, doi:10.1002/lpor.201300126.
- [112] Voigt, D., E. Schilder, R. Spreeuw, and H. B. van Linden van den Heuvell (2001), Characterization of a high-power tapered semiconductor amplifier system, *Appl. Phys. B*, 72, 279–284, doi:10.1007/s003400100513.
- [113] Walling, J., O. Peterson, H. Jenssen, R. Morris, and E. O'Dell (1980), Tunable Alexandrite lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16, 12, 1302-1315, doi: 10.1109/JQE.1980.1070430.
- [114] Walther, T., M. P. Larsen, and E. S. Fry (2001), Generation of Fourier-transform-limited 35-ns pulses with a ramp-hold-fire seeding technique in a Ti:sapphire laser, *Appl. Opt.*, 40, 3046-3050, doi:10.1364/AO.40.003046.
- [115] Wang, Q., X. Qi, S. Liu, J. Yu, and X. Chen (2015), Laser frequency stabilization using a dispersive line shape induced by Doppler Effect, *Opt. Express*, 23, 2982-2990, doi:10.1364/OE.23.002982.
- [116] Waxler R. M. and C. E. Weir (1965), Effect of Hydrostatic Pressure on the Refractive Indices of Some Solids, *J Res Natl Bur Stand A Phys Chem.*, 69A(4):325-333, doi:10.6028/jres.069A.033.

- [117] Weitkamp, C. (2005), *Lidar, Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*, Springer, doi:10.1007/b106786.
- [118] White, A. (1965), Frequency stabilization of gas lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1, 8, 349-357, doi:10.1109/JQE.1965.1072246.
- [119] Witschas, B. (2011), Analytical model for Rayleigh–Brillouin line shapes in air, *Appl. Opt.*, 50, 267-270, doi:10.1364/AO.50.000267.
- [120] von Zahn, U. and J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 141-144, doi:10.1029/95GL03688.
- [121] von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska, and M. Alpers (1996), The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide?, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3231-3234, doi:10.1029/96GL03041.
- [122] von Zahn, U., G. Cossart, J. Fiedler, K. H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, D. Rees, A. Hauchecorne, and K. Adolfsen (2000). The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: Objectives, configuration, and performance. *Annales Geophysicae*, doi:10.1007/s00585-000-0815-2.
- [123] von Zahn, U. (2001), Lidar observations of meteor trails: evidence for fragmentation of meteoroids and their subsequent differential ablation, *Proceedings of the Meteoroids 2001 Conference*, 495, 303-314.
- [124] Zhang, C., X. Sun, R. Zhang, and Y. Liu (2018), Simulation and assessment of solar background noise for spaceborne lidar, *Appl. Opt.*, 57, 9471-9479, doi:10.1364/AO.57.009471.
- [125] Zi, F., X. Wu, W. Zhong, R. H. Parker, C. Yu, S. Budker, X. Lu, and H. Müller (2017), Laser frequency stabilization by combining modulation transfer and frequency modulation spectroscopy, *Appl. Opt.*, 56, 2649-2652, doi:10.1364/AO.56.002649.

## Danksagung

Zuletzt möchte ich an dieser Stelle noch all denjenigen danken, die zum Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt dabei:

- Prof. Dr. Franz-Josef Lübken, für die Möglichkeit, diese Arbeit anfertigen zu können und für die Beratung und Betreuung während der Entstehungszeit dieser Arbeit.
- Dr. Josef Höffner, für die tolle Zusammenarbeit sowie die zahlreichen Diskussionen und Anregungen, die zu den hier vorgestellten Ergebnissen geführt haben. Ohne ihn wäre diese Arbeit so nicht möglich gewesen.
- Alsu Mauer und Thorben Mense, für die angenehme Zusammenarbeit.
- sowie den restlichen Mitarbeitern der Abteilung Optische Sondierungen und Höhenforschungsraketen.



# Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet und die den genutzten Werken inhaltlich und wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht zu haben.

Rostock, den 16.07.2021

Jan Froh